Korrespondenz von ebenem Bruch und Symmetrie der Kristalle

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Eberhard-Karls-Universität
zu Tübingen

vorgelegt von

Karl Peter Zinnow
aus Berlin

1969

1968

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547604_0065

Korrespondenz von ebenem Bruch und Symmetrie der Kristalle

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Eberhard-Karls-Universität
zu Tübingen

vorgelegt von

Karl Peter Zinnow
aus Berlin

1969

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung: 11. Juli 1968

Dekan : Prof.Dr.H.Blume

1.Berichterstatter : Prof.Dr.W.v.Engelhardt

2.Berichterstatter : Prof.Dr.H.Dachs

I n h a l t

1. Einleitung 1

2. Begriffe und Ziel der Arbeit 3

3. Untersuchungsmaterial 5

4. Ebener Bruch und Kristallsymmetrie 10

4.1 Unpolare Richtungen 10

4.1.1 Zusammenhang mit der Kristallsymmetrie 10

4.2 Atomar ebener Bruch 14

4.2.1 Gitter mit Atomen in speziellen Positionen 14

4.2.1.1 Flächen 14

4.2.1.2 Zonen 16

4.2.1.3 Beispiele 20

4.2.2 Gitter mit Atomen vorwiegend in allgemeinen Positionen 21

4.3 Kurze Abstände der Symmetrieelemente 25

5. Diskussion 27

6. Zusammenfassung 30

7. Literatur 33

Anhang: Tabelle 1 und 2 35

1. Einleitung

Die wissenschaftliche Beschäftigung mit Gestalt und Bruch der Kristalle beginnt etwa im 16. Jahrhundert (AGRICOLA). Ende des 18. Jahrhunderts wird die geschlossene Spaltform des Kalkspatrhomboeders als Primitivform (BERGMAN) oder integrierendes Molekül (HAUY) angesehen, also als Baustein, aus dem sich alle bekannten Formen des Kristalls aufschichten und berechnen lassen. Mit Hilfe solcher Spaltkörper kann HAUY eine vollständige kristallographische Formenlehre ableiten. Zu Beginn des 19. Jahrhunderts wird ein "versteckter" Bruch auch parallel zu anderen, sekundären Flächen nachgewiesen (WEISS), der Gedanke der integrierenden zugunsten chemischer Moleküle aufgegeben (SEEBER 1824), und werden die Symmetriegesetze mit der Einteilung der Kristalle in 32 Klassen entdeckt (HESSEL 1830). Die Bruchflächen werden nun als äußere Oberflächen des Kristalls behandelt. Mit der gegenseitigen räumlichen Zuordnung solcher "Blätterbrüche" lassen sich einerseits auch die kristallographischen Formen aller Kristallsysteme ableiten (QUENSTEDT 1863). Andererseits sind sie als"Spaltbarkeit" nach WERNER neben der Farbe das wichtigste äußere Kennzeichen der verschiedenen Mineralien, seit langem besonders von den gut spaltenden "Späten" bekannt (z.B. Kalk-, Fluß-, Schwer- und Feldspat). Die verschiedene "Leichtigkeit" und Oberflächenqualität solcher "Blätterdurchgänge" oder "Spaltbarkeiten" werden, so wie heute noch die Ritzhärte (MOHS), in einer Mineralskala ausgedrückt, z.B. Glimmer - Topas - Apatit - Beryll - Quarz (QUENSTEDT 1863).

Die erste heute akzeptable Erklärung solcher Unterschiede der Spaltbarkeiten ebenso wie der verschiedenen Ausbildung der Wachstumsflächen eines Kristalls stammt von BRAVAIS, der 1850 die 14 Translationsgitter ableitet. Aufgrund der Tatsache, daß zwei Atome umso stärker aneinander gebunden sind, je geringer ihr Abstand ist, besagt das BRAVAIS'sche Gesetz, daß eine Kristallfläche morphologisch umso wichtiger ist, je dichter besetzt mit Atomen die entsprechenden Netzebenen sind. Bei den BRAVAIS'schen Punktgittern ist die Besetzungsdichte dem Abstand der Netzebenen proportional. Im allgemeinen bestehen die Kristallgitter aber aus mehreren ineinander gestellten Bravaisgittern, wodurch statt einzelner Netzebenen eine ganze Schar gebildet wird, deren Symme-

trieperiode gleich dem Netzebenenabstand im Punktgitter ist.

Während nach SOHNCKE (1888) Spaltflächen dicht besetzten Netzebenen mit großer tangentialer Kohäsion und zugleich großem gegenseitigen Abstand entsprechen müssen, sollen nach EWALD und FRIEDRICH (1914) für die Spaltung besonders diejenigen Netzebenenscharen wichtig sein, die sich zu in sich fest, aber untereinander nur lose gebundenen Schichten zusammenfassen lassen. Nach NIGGLI (1917) enthalten die Spaltflächen in ihrem Ebenensatz die größten Abstände und die größten Ebenenbelastungen. SCHARIZER (1920) meint, daß die Spaltung parallel zu äquidistant aufeinanderfolgenden Netzebenen, die gleichartig mit Atomen besetzt sind, und parallel zu Netzebenenscharen dort, wo mit gleichen Atomen besetzte Netzebenen einander zugekehrt sind, erfolgen könne; die letztere sei die bessere Möglichkeit.

Die Wichtigkeit von Kohäsionsminima und abstoßenden Kräften (BECKENKAMP 1904) wird durch die Hypothese von STARK (1915) unterstrichen, nach der Ionenkristalle gespalten werden, indem gleich geladene Ionen einander über einen Gleichgewichtsabstand hinweg genähert werden und sich explosionsartig abstoßen. Einerseits ist es jedoch unwahrscheinlich, einen solchen Vorgang physikalisch zu realisieren (JAGODZINSKI 1955), andererseits ist die Möglichkeit dazu im allgemeinen bei unendlich vielen Flächen eines Kristalls gegeben (JOHNSEN 1917). Dennoch ist nach BECKENKAMP (1923) "die abstoßende Wirkung gleichartiger elektrischer Pole die primäre Ursache der Spaltbarkeit." "Die Spaltflächen sind Zwillingsgrenzen submikroskopischer Aggregate inbezug auf elektrisch polare Richtungen; an den Zwillingsgrenzen stoßen gleichartige elektrische Pole aneinander" (1918).

NIGGLI (1918) betrachtet Hauptbindungsrichtungen im Kristall, die den kürzesten Abständen der Baugruppenschwerpunkte entsprechen: "Die Hauptspaltbarkeit wird sich dann parallel derjenigen Ebene vorfinden, in der derartige Hauptbindungen enthalten sind, sodaß durch eine zwischengelegte Ebene möglichst wenige zerrissen werden. Innere Komplexbindungen sollten durch eine gute und glatte Spaltebene nicht zerrissen werden müssen. Es wird also in den Ebenenserien guter Spaltflächen einen extrakomplexaren Zwischenraum geben müssen, durch den die Spaltung ermöglicht wird." Die Spaltung ist nach NIGGLI (1920) ein zentrosymmetrischer Vorgang,

und die Spaltflächen stehen zudem sehr häufig auf Symmetrieelementen senkrecht oder gehen solchen parallel. Konsequenterweise betont JAGODZINSKI (1955) die besondere Bedeutung von Spiegel- und Gleitspiegelebenen für die Spaltung.

Das BRAVAIS'sche Gesetz über die Rangfolge haben DONNAY und HARKER (1937) durch die Einführung der kleinsten effektiven Symmetrieperiode als "Netzebenenabstand" verallgemeinert und damit eine bessere Übereinstimmung mit den Beobachtungen erreicht. Die zugrunde liegenden Betrachtungen von BRAVAIS lassen sich nach NIGGLI (1926) aber statt auf ebene vorteilhafter auf lineare Anordnungen der Atome anwenden. NIGGLI's mit den morphologisch wichtigsten Zonen korrespondierende Hauptbindungsrichtungen sind von HARTMAN und PERDOK (1955) in der Theorie der periodischen Bindungsketten wieder aufgegriffen worden. In dieser Theorie werden zur Aufstellung von Rangfolgen morphologischer Flächen energetische Überlegungen angestellt, wie sie seit der Einführung des GIBBS'schen Prinzips minimaler freier Oberflächenenergie zum Problem und zur WULFF'schen Konstruktion der Gleichgewichtsform geführt haben und in Wachstumstheorien z.B. von STRANSKI eine große Rolle spielen. Energetisch bedingt müssen Spaltflächen umso leichter entstehen, je weniger Bindungen sie schneiden. Bei Quarz z.B. müßte dann die beste Spaltbarkeit nach kristallographisch irrationalen Flächen auftreten (HOFFER 1961). Da man freie Oberflächenenergien noch nicht bestimmen kann, hat man sich mit der Messung von Spaltarbeiten begnügen müssen, mit dem Ergebnis, daß die gemessenen Werte oft um Größenordnungen niedriger sind als die aus dem idealen Gitter berechneten; zur Erklärung muß der Realbau der Kristalle herangezogen werden (vgl. TERTSCH 1949).

2. Begriffe und Ziel der Arbeit

QUENSTEDT (1863) unterscheidet - neben einem faserigen - den dichten und den blättrigen Bruch. Heute sind statt dessen die beiden Begriffe Bruch und Spaltbarkeit üblich. Der Bruch eines Kristalls erfolgt entlang beliebigen gekrümmten Flächen und wird wie bei Glas und polykristallinen Materialien als muschelig, glatt, erdig-rauh, uneben, spröde, splitterig oder hakig bezeichnet. Unter Spaltbarkeit versteht man definitionsgemäß die Fähigkeit vieler

(nicht aller!) Kristallarten, unter mechanischen Einwirkungen nach bestimmten kristallographischen Flächen zu spalten (KLEBER 1965). So kann man je nach der Art und der Einwirkung der äußeren Kräfte verschiedene Spaltarten unterscheiden, z.B. nach TERTSCH: Schlag-, Druck- und Zugspaltung. Qualitativ werden die Spaltbarkeiten etwa nach KOECHLIN in die Grade: 1. ausgezeichnet, 2. vollkommen, 3. gut, 4. unvollkommen, 5. deutlich und 6. undeutlich eingeteilt (RAAZ und TERTSCH 1958).

In Experiment und Naturbeobachtung muß aber unter Spaltbarkeit nicht unbedingt dasselbe verstanden werden. Denn einerseits läßt sich wohl kaum für alle in der Natur gefundenen und als Spaltbarkeit bezeichneten Kristallflächen die Entstehung durch äußere mechanische Kräfte annehmen oder beweisen, andererseits lassen sich mit Labormethoden so "schlechte" Spaltbarkeiten erzeugen, daß sie für makro- und mikroskopische Mineralbestimmung kein äußeres Kennzeichen von diagnostischem Wert mehr darstellen. Dies gilt insbesondere für viele der von WOLFF und BRODER gefundenen Mikrospaltbarkeiten, von denen es bei einigen Kristallarten beträchtlich mehr gibt als Spaltbarkeiten, bei einigen aber anscheinend auch weniger: z.B. wird bei Willemit $ZnSiO_4$ eine mäßige Spaltbarkeit nach (0001) beobachtet (MACHATSCHKI 1953), aber keine Mikrospaltbarkeit. Man darf also mindestens vorläufig auch die Spaltbarkeit nicht einfach als besonders gute Mikrospaltbarkeit ansehen, solange solche Widersprüche bestehen.

Die Methode von WOLFF und BRODER (1959, 1960) gestattet einen kontinuierlichen Übergang von kristallographisch undefiniertem Bruch zu Mikrospaltbarkeit, denn die entsprechenden kristallographischen Richtungen eines Kristalls unterscheiden sich nur in der Größe eines Meßwertes. Deshalb erscheint es sinnvoll, wie QUENSTEDT (1863) einheitlich von einem Bruch der Kristalle zu sprechen. Zur Unterscheidung soll dann jeder kristallographisch indizierbare Bruch "eben" genannt werden. Der ebene Bruch umfaßt also die Spezialfälle Spaltbarkeit und Mikrospaltbarkeit, die im folgenden nur zur Bezeichnung der Herkunft oder Entstehung eines ebenen Bruches verwendet werden.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es festzustellen, wieweit allein aus der Symmetrie der Kristallstrukturen Aussagen darüber gemacht werden können, nach welchen Richtungen ebener Bruch bei ihnen zu

erwarten ist. Dabei sollen nur Kristallgitter besprochen werden, die sich als Gerüst- oder Inselstrukturen aus räumlich begrenzten Bausteinen in allen drei Dimensionen mit gleichen oder jedenfalls nicht wesentlich verschiedenen Bindungen aufbauen. Auf die jeweils vorliegende Bindungsart kommt es nicht so an, da nach PAULING (1960) "viele Eigenschaften wie Härte und Spaltbarkeit nicht so sehr vom Bindungstyp abhängen wie von der Anordnung der Atome und der Verteilung der Bindungen". Bei Schicht- und Kettenstrukturen dagegen kann man den ebenen Bruch schon allein aus den verschiedenen Bindungen der zwei- und eindimensional unendlichen Bausteine in sich und untereinander erklären.

3. Untersuchungsmaterial

Den folgenden Untersuchungen werden zugrunde gelegt
1. die in der mineralogisch-kristallographischen Literatur (MACHATSCHKI 1953, RAMDOHR und STRUNZ 1967) verzeichneten Spaltbarkeiten, von denen Tabelle 1 (im Anhang) zusammengestellt ist und
2. die von WOLFF und BRODER und nach deren Methode in eigenen Versuchen gefundenen Mikrospaltbarkeiten, zusammengestellt in Tabelle 2 (im Anhang).

Zur Ergänzung des von WOLFF und BRODER (1960) vorgelegten Materials werden noch einige Kristallarten untersucht. Dazu werden zunächst nach einem von BOND (1951) angegebenen Verfahren kleine Kugeln hergestellt:
Das zu bearbeitende Kristallstück wird in einer zylindrischen Kammer von einem tangential eingeblasenen Luftstrom herumgewirbelt. Es kann sich frei bewegen und versucht, seine Rotationsachse, die Achse größten Trägheitsmomentes, parallel zur Zylinderachse der Kammer einzustellen. Es berührt also an Stellen seines größten Durchmessers die Kammerwand, die mit Schmirgelleinen bedeckt ist. Beim ständigen Anprallen wird es näherungsweise kugelig auf einen mittleren Durchmsser von ca. 5,7 mm abgeschliffen; die Anisotropie der Plastizität, Härte und Festigkeit läßt im allgemeinen jedoch keine exakten Kugeln entstehen. Im Verlauf des Schleifprozesses entstehen um die Flächenpole herum ebene Bruchflächenstücke. Deren Flächeninhalt ist umso

größer, je besser die Mikrospaltbarkeit nach der betreffenden Richtung ist.

Die Beschaffenheit der Oberfläche solcher Kugeln wird nun nach ihrem Reflexionsverhalten beurteilt. Zur Verbesserung des Reflexionsvermögens der Oberfläche und zur Vermeidung störender Reflexe aus dem Innern werden die Kugeln mit Silber bedampft. Anschließend werden Lichtfiguren erzeugt. Das Prinzip der hierzu verwendeten Anordnung ist in Abbildung 1 wiedergegeben: Aus dem Bild einer Glühwendel wird durch eine Lochblende ein kleiner homogener Bereich ausgeblendet und mit einem Spiegel scharf auf die Innenseite eines zylindrischen Beobachtungsschirms abgebildet. Ersetzt man den Spiegel durch die versilberte Kristallkugel, so erhält man durch die Reflexion an der Kugeloberfläche Lichtfiguren

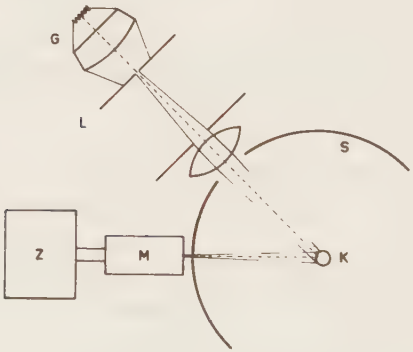

Abbildung 1: Prinzip der Anordnung zur Erzeugung und quantitativen Messung von Lichtfiguren

G = Glühwendel
L = Lochblende
K = Kristallkugel
S = Beobachtungsschirm
M = Multiplier
Z = Impuls-Zählwerk

auf dem Schirm, deren Symmetrie und Helligkeit für die verschiedenen kristallographischen Richtungen der Kugel charakteristisch sind. Anhand der Lichtfiguren und ihrer gegenseitigen Winkelabstände sind die Kugeln kristallographisch orientierbar.

Schließlich kann man - über WOLFF und BRODER hinausgehend - aus der Helligkeit der Lichtfiguren eine Rangfolge der zugehörigen Bruchflächen eines Kristalls gewinnen (ZINNOW 1962); denn die Intensität der Reflexe ist umso höher, je größer der integrale Flächeninhalt, die Ebenheit etc. der spiegelnden Flächenstücke ist. Für solche Helligkeitsmessungen wird als Lichtquelle eine 150-Watt-Halogenlampe verwendet, der Photostrom mit Hilfe eines Multipliers verstärkt und werden dessen Impulse elektronisch gezählt.

Die erhaltenen Lichtfiguren seien an den beiden Beispielen Baryt $BaSO_4$ und Kaliumsulfat K_2SO_4 (Abbildung 2) besprochen:
Auffallend sind zunächst lineare Lichtfiguren, die kristallographi-

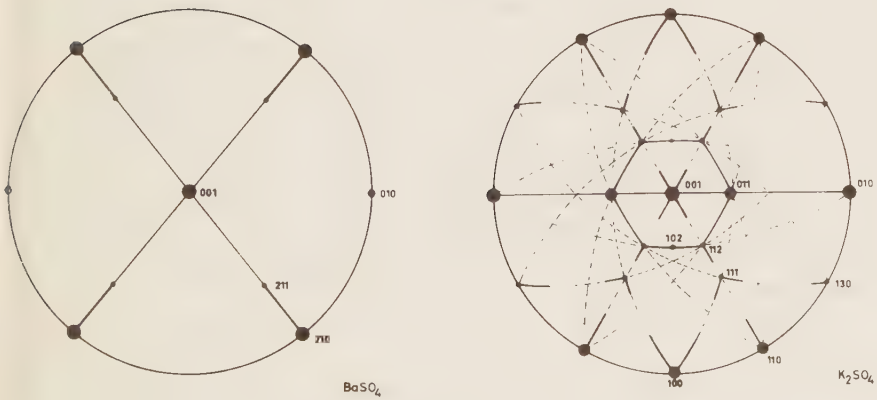

Abbildung 2: Stereogramme der Mikrospaltbarkeiten von Baryt (in der Aufstellung Pnma) und Kaliumsulfat (in der Aufstellung Pmcn)

schen Zonen entsprechen, wie z.B. [001] und [120] bei Baryt, [100] und [001] bei Kaliumsulfat. Die Beobachtung solcher Mikrospaltzonen ist über die Entdeckung neuer Mikrospaltflächen hinaus ein wichtiges und qualitativ neues Ergebnis der Mikrospalt-Untersuchungen gegenüber den bisher bekannten Spaltbarkeiten. Als Flächen indizierbar sind in solchen Zonen Maxima oder Stufen der Intensität. Bei Baryt z.B. zeigt die Zone [001] ein Maximum bei (010) und die Zone [1$\bar{2}$0] eine Stufe bei (211). Ein Maximum findet sich häufig in dem - natürlich stets indizierbaren - Schnitt von zwei oder mehr Zonen, wie z.B. (001) und (210) bei Baryt und (010) bei Kaliumsulfat. Zonen müssen aber nicht durchlaufend heller erscheinen als ihre Umgebung. So weist z.B. die Zone [1$\bar{1}$0] bei Kaliumsulfat nur in der Nähe ihrer Schnittpunkte (001) bzw. (110) mit den durchlaufend hellen Zonen [100] bzw. [001] größere Intensität auf. Dazwischen gibt es einen dunklen Abschnitt, unterbrochen wieder von einem helleren, der bei (112) stufenförmig beginnt und gegen (111) hin allmählich verschwindet. Auch die übrigen vier bei Kaliumsulfat beobachteten Zonen treten nur abschnittweise in Erscheinung: [11$\bar{1}$] zwischen (112) und (011), [201] zwischen (112) und (1$\bar{1}$2), [01$\bar{1}$] zwischen (111) und (100), und [$\bar{3}$12] zwischen (111) und (130) mit einem Intensitätssprung an diesen Flächen. Die Helligkeit nimmt in dem ersten Zonenstück allmählich ab, hat in der Mitte des zweiten bei (102) ein schwaches Maximum, und sinkt dagegen in den letzten beiden zwischendurch auf den minimalen Wert des Untergrundes ab. Die aus den Lichtfiguren indizierbaren Flächen des Kaliumsulfats liegen also

1. im Schnitt zweier durchlaufender Zonen: (010),
2. im Schnitt einer durchlaufenden Zone und eines oder zweier Zonenabschnitte: (110), (001), (100),
3. in einer durchlaufenden Zone am stufenhaften Beginn zweier Zonenabschnitte: (011), (130),
4. am stufenhaften Beginn zweier oder dreier Zonenabschnitte: (111), (112), und
5. als Maximum in einem Zonenabschnitt: (102).

Isolierte Flächenpole, die keinen Zusammenhang mit einer Zone erkennen lassen, wie sie z.B. bei Zinkblende oder Quarz allein vorkommen, treten bei Kaliumsulfat dagegen nicht auf.

In Tabelle 3 sind die quantitativ gemessenen Intensitäten der Lichtfiguren an diesen Kaliumsulfatflächen in relativen Werten

Tabelle 3

Mikrospaltflächen von Kaliumsulfat

Rang nach der Intensität der Lichtfigur	Mikrospaltfläche	relative Intensität der Lichtfigur	Rang der Fläche nach DONNAY und HARKER
1.	(010)	364	2.
2.	(001)	16,4	6.
3.	(100)	5,4	13.
4.	(110)	4,65	3.
5.	(011)	4,4	1.
6.	(130)	1,8	12.
7.	(111)	1,35	5.
8.	(112)	1	11.
9.	(102)	<1	9.

angegeben. Aus der sich ergebenden Rangfolge ist zu erkennen, daß die fünf verschiedenen Arten von Flächen in der obigen Reihenfolge eine abnehmende morphologische Wichtigkeit bedeuten.

Das wichtigste Ergebnis der Mikrospaltbarkeits-Untersuchungen ist, daß solche Mikrospaltbarkeiten anscheinend bei jeder Kristallart auftreten, auch bei solchen, die keine Spaltbarkeit, sondern nur einen muscheligen (oder anderen) Bruch zeigen, wie z.B. Korund, Hämatit und Berlinit. Der ebene Bruch ist also ein Charakteristikum des kristallisierten Zustands.

4. Ebener Bruch und Kristallsymmetrie

4.1 Unpolare Richtungen

4.1.1 Zusammenhang mit der Kristallklassensymmetrie

Jeder Kristall gehört nach dem Symmetrieprinzip einer der 32 Kristallklassen an. Die Kristallarten sind jedoch nicht gleichmäßig auf diese Klassen verteilt. Denn einmal sind innerhalb der verschiedenen Kristallsysteme die Holoedrien die am häufigsten vertretenen Klassen, zum andern besteht eine Tendenz zu höher symmetrischen Systemen (wobei man die Höhe der Symmetrie etwa an der Zähligkeit einer allgemein indizierten Fläche messen kann). Dieses Bestreben der Kristalle, im Rahmen der Möglichkeiten, die die Symmetrien ihrer Bausteine zulassen, eine sehr hohe Symmetrie des Gitters zu erreichen, äußert sich z.B. in Pseudosymmetrien nach hoher symmetrischen Klassen und in der Tatsache, daß sich viele Gitter analog zu anderen, höher symmetrischen aufbauen bzw. aus solchen ableiten und beschreiben lassen. Was sich dabei nach höherer Symmetrie hin entscheidend ändert, ist die Menge der unpolaren Richtungen im Raum. Solche Richtungen stehen senkrecht zu Spiegelebenen, geradzähligen Drehachsen und Inversionszentren, sowie parallel und senkrecht zu vierzähligen Inversionsachsen. In den Klassen 1 und 3 gibt es also keine unpolaren Richtungen, in den anderen Klassen ist meist nur ein kleiner Teil spezieller Richtungen unpolar, und nur in den Klassen mit Inversionszentrum, wozu alle Holoedrien gehören, sind es alle Richtungen. Abbildung 3 gibt eine Übersicht über die unpolaren Richtungen von Flächennormalen in allen Kristallklassen.

Von den in der Literatur verzeichneten Spaltbarkeiten der Mineralien mit Gerüst- oder Inselstruktur haben weniger als 5% einen polaren Charakter. Die überwiegende Mehrzahl der Spaltflächen gehört demnach zu den in Abbildung 3 angegebenen unpolaren Flächen. Das Streben der Kristalle nach hoher Gittersymmetrie äußert sich also auch im Unterdrücken polarer Oberflächen. Diese Tendenz kommt bei Bruchflächen stärker zum Ausdruck als bei Wachstumsflächen, da ein Kristall zwar beim Wachsen gezwungen werden kann, sich vollständig mit ebenen Flächen zu umgeben, wozu sehr oft solche mit polarem Charakter gehören müssen, beim Brechen aber nicht. Im

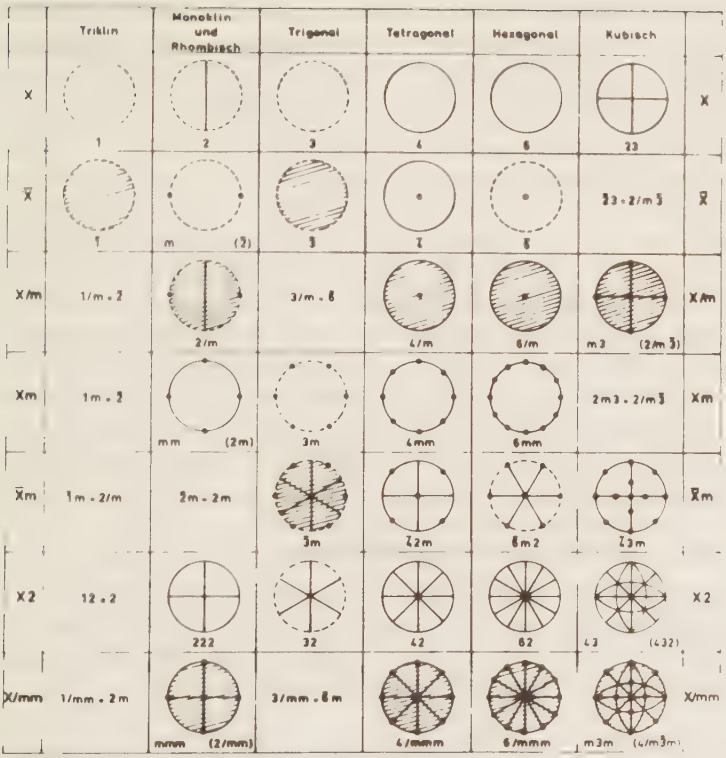

Abbildung 3: Stereogramme der unpolaren Richtungen von Flächennormalen in den 32 Kristallklassen (Sind alle Richtungen unpolar, so ist der Grundkreis schraffiert)

Tabelle 1b sind die spaltbaren Mineralien mit Gerüst- oder Inselstruktur ohne Inversionszentrum aufgeführt. Etwa zwei Drittel von ihnen besitzen nur unpolare Spaltflächen.

Zu den Kristallarten mit polaren Spaltflächen gehören neben Swedenborgit $NaBe_4O[SbO_6]$, Struvit $(NH_4)Mg[PO_4]\cdot 6H_2O$ und einigen Silikaten (Nephelin, Helvin, Zunyit, Afwillit und Hemimorphit) vor allem Sulfide und deren Verwandte, wie Wurtzit ZnS, Millerit

NiS, Kupferkies $CuFeS_2$, Rotgültigerz Ag_3AsS_3 (Proustit) und Ag_3SbS_3 (Pyrargyrit) und Gratonit $Pb_9As_4S_{15}$. Auch WOLFF und BRODER (1960) haben außer bei künstlichen Kristallen von Natriumchlorat $NaClO_3$ und KDP KH_2PO_4 bei solchen sulfidischen Strukturen polare Mikrospaltbarkeit gefunden: bei Wurtzit, Kupferkies, Proustit, Enargit Cu_3AsS_4 und einigen Verwandten der Zinkblende (z.B. Tiemannit HgSe).

Andererseits zeigen aber gerade solche Strukturen auch das Streben nach unpolarem Bruch: Die Zinkblende besitzt eine Diamantstruktur, aber als binäre Verbindung nicht deren Inversionszentrum und folglich nur die Symmetrie $\bar{4}3m$, bei der nur die Flächen (hkO) unpolar sind; von den Mikrospaltbarkeiten des Diamants besitzt die Zinkblende nur die nach den Flächen (110), und diese sind ihre einzigen. Ebenso kann man die Strukturen von Cobaltin CoAsS und Ullmannit NiSbS aus dem Pyritgitter ableiten, indem man dessen Inversionszentrum wegläßt; in der dann entstehenden niedrigeren Symmetrie 23 sind nur die Zonen [100] mit den Flächen (hkO) unpolar; Cobaltin und Ullmannit besitzen von den Mikrospaltbarkeiten des Pyrits nur die bei dieser Symmetrie unpolaren und sonst keine. Von anderen Strukturen ohne Inversionszentrum sind Tellur, Quarz und Berlinit, alle von der Symmetrie 32, untersucht, und bei allen ist nur unpolare Mikrospaltbarkeit festgestellt. In Abbildung 3 ist also dargestellt, was als Maximum an Lichtfiguren und damit an ebenem Bruch in der Regel zu erwarten ist.

4.1.2 Zusammenhang mit der Raumgruppensymmetrie

Die erwähnten Symmetrieelemente: Spiegelebene, geradzählige Drehachse und Inversionszentrum, können unpolaren Bruch bewirken, weil sie jeweils in gleichem Abstand von sich zwei zu ihnen und zueinander parallele äquivalente Ebenen erzeugen. Im Raumgitter der Kristalle, wo statt Spiegelebenen und Drehachsen auch die entsprechenden Gleitspiegelebenen und Schraubenachsen vorliegen können, sind auch die Netzebenen in dieser Weise äquivalent, enthalten also gleichartige Gitterpositionen von Bausteinen oder Symmetrieelementen.

Damit das Bruchstück unpolar wird, muß der Bruch auf beiden Seiten im gleichen Abstand vom betrachteten Symmetrieelement erfolgen. Bei beiden Brüchen entstehen wiederum dieselben Gegenflächen.

Zwischen den bei demselben Bruch entstehenden beiden Oberflächen verschiedener Bruchstücke muß also eine ähnliche Symmetriebeziehung bestehen wie zwischen den bei zwei parallelen Brüchen entstehenden beiden Oberflächen eines Bruchstücks. Das heißt aber, daß in der Bruchebene ebenfalls solche Symmetrieelemente liegen, bzw. daß der Bruch entlang Ebenen erfolgt, die sich durch solche Symmetrieelemente legen lassen. Die allgemeine Folge solcher Ebenen ist $A_1B_1A_2B_2A_1B_1\ldots$, wobei die Ebenen A und B verschieden, die Ebenen A_1 und A_2 (und ebenso B_1 und B_2) spiegelbildlich zueinander mit Symmetrieelementen (z.B. mit 4_1 und 4_3) besetzt sein können. Bewirken nun z.B. die Symmetrieelemente auf den Ebenen A die Unpolarität der Bruchstücke, so kann der Bruch entlang den Ebenen B, also entlang jeder zweiten mit entsprechenden Symmetrieelementen besetzten Ebene erfolgen. Diese Ebenen (A oder B) folgen einander im Abstand einer Symmetrieperiode d_{hkl}, wobei für die Indizes die sogenannten Auslöschungsregeln für Röntgenbeugung zu berücksichtigen sind. Eine Kristallschicht von der Dicke, welche die erste Beugungsordnung bewirkt, ist nämlich die dünnste, die den ganzen Kristall mit Art und Anordnung seiner Bausteine repräsentieren kann.

Ebenso wie die Bruchflächen sind auch die Bruchzonen durch die Symmetrieelemente bestimmt. Bruch-Zonenachsen können die geradzähligen Dreh- und Schraubenachsen (einschließlich der vierzähligen Inversionsachse) und die Geraden durch Inversionszentren sein. Eine Bruchzone muß ebenso wie eine Bruchschicht den ganzen Kristall repräsentieren, also analog eine "Dicke" besitzen: Zwei nicht parallele Bruchschichten schneiden sich in einem Prisma parallel zur gemeinsamen Zonenrichtung, dessen Flächen von Spiegel- bzw. Gleitspiegelebenen, oder dessen Kanten wie die Zonenachse von geradzähligen Dreh- oder Schraubenachsen gebildet bzw. mit Inversionszentren besetzt sind. Ein Kristallgitter läßt sich ebenso wie in gleiche parallele Schichten auch in gleiche parallele Prismen zerlegen, wenn diese Prismen auf eine Symmetrieperiode ihrer Zonenachse das Volumen einer primitiven Elementarzelle bzw. den Bruchteil davon besitzen, der der Zähligkeit der speziellsten Position des Gitters entspricht oder ein ganzzahliges Vielfaches davon. Bei solchen äquivalenten Prismen müssen geradzählige Dreh- oder Schraubenachsen bzw. Gerade durch Inversionszentren nicht nur in

der Mitte und in den Kanten, sondern auch in den Mitten der Prismenflächen verlaufen, sofern diese nicht auch Spiegel- oder Gleitspiegelebenen sind.

Zwei Zonen besitzen eine gemeinsame Fläche ebenso wie zwei Flächen eine gemeinsame Zone haben. Entsprechend der obigen Existenzbedingung für ein Zonenprisma existiert auch die gemeinsame Fläche als mögliche Bruchfläche nur, wenn der Schnittkörper der beiden nicht parallelen Zonenprismen mindestens das Volumen einer primitiven Elementarzelle bzw. den Bruchteil davon enthält, der der Zähligkeit der speziellsten Position des Gitters entspricht. So hat z.B. in einem primitiven Gitter (mit der Zähligkeit 1 der speziellsten Position) der Schnittkörper der Zonenprismen [100] und [010] das Volumen einer Elementarzelle, so daß ebener Bruch nach der Schnittfläche (001) möglich ist. Dasselbe gilt für den Schnitt der Zonen [100] und [110], aber nicht für den der Zonen [110] und $[1\bar{1}0]$, deren Schnittkörper nur halb so groß ist. In Einschränkung der Zonenregel wird also die Fläche (001) oft nicht als Schnitt der Bruchzonen [110] und $[1\bar{1}0]$ allein, sondern noch mindestens einer der Bruchzonen [100] und [010] auftreten. Besonders wichtig sind diese Zonen in flächenzentrierten Gittern. Hier lassen schon Form und Anordnung der Prismen, dargestellt in Abbildung 4, erwarten, daß die Flächen (111) und diejenigen im Zonenabschnitt nach (110) hin bevorzugt, diejenigen nach (001) hin dagegen kaum auftreten können. Im ersten Abschnitt passen sich nämlich die Prismenflächen der Spur der Bruchebene wesentlich besser an als im zweiten. So tritt Mikrospaltbarkeit bei Diamant und Flußspat z.B. nur im ersten Abschnitt auf.

4.2 Atomar ebener Bruch

4.2.1 Gitter mit Atomen in speziellen Positionen

4.2.1.1 Flächen

Im vorigen Kapitel ist beschrieben worden, nach welchen Richtungen und an welchen Stellen im Gitter ein ebener Bruch im Kristall aufgrund der Symmetrie erfolgen kann. Beim Bruch bleibt die Symmetrie der Anordnung der Gitterbausteine erhalten, solange diese eindeutig einem der Bruchstücke zugerechnet werden können. Das ist aber nicht immer der Fall bei Bausteinen, die in der Bruchebene liegen, denn diese gehört beiden Bruchstücken an, während ein Baustein nur

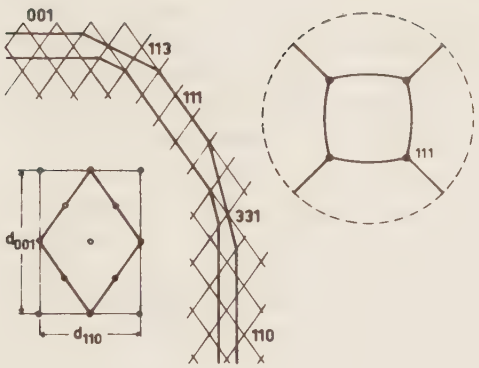

Abbildung 4: Projektion eines kubisch flächenzentrierten Gitters parallel $[1\bar{1}0]$: Zonenprisma, Ebenen und Mikrospaltbarkeit (Diamant, Flußspat)

zu einem der Bruchstücke gehören kann. Ein aufgrund der Symmetrie möglicher ebener Bruch kann also aufgrund der Lage der Gitterbausteine verhindert sein, wenn die mögliche Bruchebene zugleich Netzebene des Kristalls ist. Eine solche Netzebene müßte unter statistisch gleichmäßiger Verteilung ihrer Bausteine auf die beiden Bruchstücke "aufreißen". Ein entsprechender Vorgang wäre höchstens bei der Trennung von in sich sehr fest, aber untereinander relativ schwach gebundenen Schichten, z.B. Anionenkomplexen, denkbar. Denn solche Schichten, wie sie z.B. im Glimmer vorliegen, könnten sich durch Aufreißen der Kationen-Netzebene absättigen.

Ist die mögliche Bruchebene nur wegen des speziellen Wertes eines Parameters besetzt, so kann die gleichmäßige Aufteilung auf die beiden Bruchstücke durch eine kleine Änderung dieses Wertes geschehen. Ist der Baustein dagegen an eine spezielle Position, also

an ein Symmetrieelement in dieser Ebene, gebunden, so ist eine Aufteilung nicht mehr möglich, ohne die Symmetrie der Anordnung der Gitterbausteine dadurch zu stören, daß bei jedem Bruchstück die Netzebene an der Oberfläche unvollständig besetzt ist. Statt durch eine Störung der Symmetrie kann man sich die Aufteilung der Bausteine auf die beiden Bruchstücke auch durch eine unebene Bruchfläche denken, die nur im Mittel der idealen Bruchebene entspricht. Ein solcher Bruch wäre demnach atomar uneben und nicht mit der Symmetrie des Kristalls zu vereinbaren.

Die Forderung nach atomar ebenem Bruch schränkt die möglichen Bruchrichtungen bei vielen Strukturen mit Bausteinen in speziellen Positionen ein. Da die Lage auf einer Gleitspiegelebene oder einer Schraubenachse keine spezielle ist, können diese Symmetrieelemente gerade bei solchen Strukturen von besonderer Bedeutung für den ebenen Bruch sein.

Da von den möglichen parallelen Bruchebenen je zwei aufeinanderfolgende voneinander unabhängig sein können, kann entweder keine, oder jede zweite, oder jede von ihnen mit Gitterbausteinen besetzt sein. In den ersten beiden Fällen ist atomar ebener Bruch möglich, im letzten Fall nicht. So ist z.B. im Steinsalzgitter parallel (111) jede, parallel (100) aber nur jede zweite solche Ebene mit Gitterbausteinen besetzt, während es sich bei dem zur gleichen Raumgruppensymmetrie gehörenden Flußspatgitter genau umgekehrt verhält. Demgemäß ist bei Steinsalz (100) Bruchfläche, aber nicht (111), bei Flußspat dagegen (111) und nicht (100). In dem ähnlich wie das Steinsalz gebauten Natriumchlorat- (und -bromat-) Gitter ist dagegen die entsprechende Natrium-Netzebene parallel (111) nicht besetzt, sondern je 3 Natriumionen in gleichem Abstand von dieser Ebene liegt das vierte Ion im dreifachen Abstand auf der anderen Seite dieser Ebene gegenüber. Diese Ebene ist also hier gegenüber dem Steinsalzgitter gewissermaßen aufgerissen, was die beobachtete Mikrospaltbarkeit nach dieser Richtung erklärt, wenn sie auch polar ist.

4.2.1.2 Zonen

Analog zu den zwei voneinander unabhängigen parallelen möglichen Bruchebenen kann es bei parallelen Achsen $2^2 = 4$ voneinander unabhängige geben, die in der Mitte, in den Kanten und in den Mitten

der beiden nicht äquivalenten Flächen des betreffenden Zonenprismas liegen. Atomar ebener Bruch in dieser Zone kann nur vorkommen, wenn höchstens eine dieser 4 Achsen mit Gitterbausteinen besetzt ist. Diese müßte die Mitte des Prismas bilden. Notwendige Bedingung für atomar ebenen Bruch in einer Zone ist also zunächst, daß die beiden Kristallschichten, die das Zonenprisma bilden, atomar eben sind, weil damit die Achsen in den Prismenkanten nicht besetzt sind. Außerdem dürfen aber auch die zwischen ihnen in den Mitten der Prismenflächen liegenden Achsen nicht besetzt sein.

Entsprechend den zwei Ebenen und den 4 Achsen, die voneinander unabhängig sein können, kann es im Parallelepiped mit dem Volumen einer primitiven Elementarzelle $2^3 = 8$ voneinander unabhängige Inversionszentren geben, die z.B. in einem rhombischen primitiven Gitter in den Punkten $[|000|]$, $[|\frac{1}{2}00|]$, $[|0\frac{1}{2}0|]$, $[|00\frac{1}{2}|]$, $[|\frac{1}{2}\frac{1}{2}0|]$, $[|\frac{1}{2}0\frac{1}{2}|]$, $[|0\frac{1}{2}\frac{1}{2}|]$ und $[|\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}|]$ liegen. Ist von diesen Inversionszentren höchstens eins besetzt, so ist atomar ebener Bruch nach allen Richtungen, sind drei von ihnen besetzt, so ist er nur parallel der durch sie bestimmten Ebene möglich. Sind zwei der acht Inversionszentren besetzt, so kann atomar ebener Bruch nur in den durch diese beiden und die translatorisch identischen Punkte gegebenen Zonen erfolgen. Dabei müssen die ganzzahligen Zonenindizes u, v und w in der oben gewählten rhombischen Aufstellung stets entweder gerade oder ungerade sein, je nachdem, ob die Differenz der entsprechenden Punktindizes gleich 0 oder $\frac{1}{2}$ ist: z.B. bestimmen die Punkte $[|000|]$ und $[|\frac{1}{2}00|]$ einen ungeraden Index u und gerade Indizes v und w, die Punkte $[|000|]$ und $[|\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}|]$ dagegen nur ungerade Indizes u, v, w. Im kubisch flächenzentrierten Gitter von Steinsalz und Flußspat z.B. liegen die acht unabhängigen Inversionszentren in $[|000|]$, $[|\frac{1}{4}\frac{1}{4}0|]$, $[|\frac{1}{4}0\frac{1}{4}|]$, $[|0\frac{1}{4}\frac{1}{4}|]$, $[|\frac{1}{2}\frac{1}{4}\frac{1}{4}|]$, $[|\frac{1}{4}\frac{1}{2}\frac{1}{4}|]$, $[|\frac{1}{4}\frac{1}{4}\frac{1}{2}|]$ und $[|\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}|]$. Von ihnen ist bei Flußspat nur eines (Ca in $[|000|]$) besetzt, so daß hier in allen Richtungen atomar ebener Bruch möglich wäre, während bei Steinsalz zwei dieser Positionen besetzt sind (Na in $[|000|]$, Cl in $[|\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}|]$), so daß atomar ebener Bruch nur in Zonen mit - auf die primitive Zelle bezogen - ungeraden Indizes stattfinden kann. Die einfachsten dieser Zonen (Indizes 1) liegen in den Richtungen der Raumdiagonalen; ihnen entsprechen die kubischen Richtungen [111] und [100]. [100] sind in der Tat die beobachteten Mikrospaltzonen von Steinsalz.

Tabelle 4

Atomar ebener Bruch und Mikrospaltbarkeit

Kubische Gitter:

	[100]	[110]	[111]	(100)	(110)	(111)	(hk0)	(hhl)
Flußspat	- -	+ +	+ -	- -	+ -	+ +	± -	± -
Steinsalz	+ +	- -	+ -	+ +	+ +	- -	+ -	± -
Natriumchlorat	+ +	p -	p -	+ +	+ +	p +	+ -	p -
Natriumbromat	+ +	p -	p -	+ +	+ +	p +	$+_{210}$	p -
Cobaltin	+ +	p -	p -	+ +	+ -	p -	+ -	p -
Cuprit	- -	- +	- -	- +	- -	+ +	- -	± -
Zinkblende	- -	p -	p -	- -	+ +	p -	± -	p -
Pyrit	- +	- +	- -	+ +	+ +	+ +	$\pm_{210}$	± -
Bariumnitrat	- +	- +	- -	+ +	+ +	+ +	± -	± -
Spinell	- -	- +	- -	- +	- -	- +	- -	- -

Hexagonale und trigonale Gitter:

	[00.1]	[10.0]	[21.1]	(0001)	$(10\bar{1}0)$	$(10\bar{1}1)$	$(11\bar{2}0)$	$(01\bar{1}2)$
Calcit	+ -	- +	+ -	- -	+ -	+ +	+ -	+ +
Magnesit	+ -	- -	+ +	- -	+ -	+ +	+ -	+ -
Dolomit	+ -	- -	+ -	- -	+ -	+ +	+ -	+ -
Wurtzit	+ +	p -	p -	p +	+ +	p -	+ -	p -
Quarz	p -	+ -	p -	+ -	+ +	+ +	p -	+ -
Berlinit[†)]	p -	+ +	p -	+ -	+ -	+ +	p -	+ -
Tellur	p +	+ -	p -	+ +	+ +	+ -	p -	+ -
Proustit	p -	p -	p +	p -	p -	p +	+ -	p +

Tetragonale Gitter:

	[001]	[100]	[011]	[110]	[111]	(001)	(100)	(011)	(110)	(111)	(hk0)	(0k1)	(hh1)	(hkk)
Rutil	- -	+ -	- -	- -	+ -	+ -	+ +	+ -	+ +	- -	± ··	± -	$^{\pm}{}_{112}$	± -
Zinnstein	- +	+ -	- -	- -	+ -	+ -	+ +	+ -	+ +	- -	± -	$^{\pm}{}_{011}$	± -	± -
KDP (KH_2PO_4)	- +	+ +	p -	p -	p +	+ -	+ +	+ +	- -	p -	± -	+ -	p_{112}	p -
Kupferkies	- -	- +	p +	p +	p +	+ +	+ -	- +	- +	p -	± -	± -	p_{112}	p -
Hausmannit	- -	- +	- -	- +	- -	- +	- -	- +	- -	- -	- -	± -	$^{-}{}_{112}$	- -

Rhombische Gitter:

	[100]	[010]	[001]	[110]	[101]	[011]	[111]	(100)	(010)	(001)	(110)	(101)	(011)	(111)
Markasit	+ -	+ +	- -	- -	- +	- -	+ +	+ -	+ +	+ +	+ +	+ +	+ -	- -
Chrysoberyll	- +	- +	- -	- -	- -	- -	- -	+ -	+ +	+ +	+ -	- -	+ -	- -
Chrysolit	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	+ +	+ +	+ -	+ -	- -	+ -	- -
Triphylin	- +	- -	- -	- -	- -	- -	- -	+ +	+ +	+ -	+ -	- -	+ +	- -

	(hk0)	(h0l)	(0k1)	(hh1)	(hkk)	(hkh)
Markasit	± -	+ -	+ -	± -	± -	± -
Chrysoberyll	± -	± -	$^{\pm}{}_{021}$	± -	- -	- -
Chrysolit	± -	± -	± -	± -	- -	- -
Triphylin	± -	± -	$^{\pm}{}_{021}$	± -	- -	- -

†) Statt $(10\bar{1}1)$ ist hier $(10\bar{1}2)$ angegeben

4.2.1.3 Beispiele

Es ist nun zu prüfen, wie weit atomar ebener Bruch tatsächlich auftritt. Dazu werden, um Flächen und Zonen beurteilen zu können, in Tabelle 4 Beispiele von Mikrospaltbarkeit herangezogen, von denen einige im Vorhergehenden schon behandelt wurden. In der Tabelle sind für einfach indizierte Zonen und Flächen jeweils zwei Zeichen angegeben. Das erste zeigt an, ob atomar ebener Bruch parallel zu der betreffenden Zone bzw. Fläche erfolgen kann (+) oder nicht (- oder, wenn der Bruch polar wäre: p); bei allgemeiner indizierten Flächenlagen bedeutet das Zeichen ±, daß atomar ebener Bruch nur parallel zu einem Teil von ihnen möglich ist, für den bestimmte Bedingungen für die Indizes angegeben werden können, z.B., daß deren Summe eine gerade Zahl sein muß. Das zweite Zeichen zeigt in derselben Weise, ob ebener Bruch, hier also Mikrospaltbarkeit, nach dieser Zone bzw. Fläche beobachtet worden ist (+) oder nicht (-); bei allgemeiner indizierten Flächenlagen sind statt dessen die beobachteten Flächen angegeben.

Die polaren Bruch-Richtungen (p +) können vor allem bei Elementgittern, wie z.B. Tellur, oder bei Strukturen auftreten, die man als leichte Deformationen von höhersymmetrischen auffassen kann, wie es oben bei Natriumchlorat erläutert wurde. Wären z.B. die Gitterbausteine des Wurtzits nicht in einer gewellten, sondern in einer ebenen Fläche senkrecht zur c-Achse angeordnet, so wäre sogar eine steinsalzähnliche Spaltbarkeit in dieser Richtung zu erwarten anstatt der beobachteten schlechten. Im Proustit sind die AsS_3-Gruppen sehr ähnlich den CO_3-Gruppen im Calcitgitter angeordnet; darauf dürfte die den betreffenden Karbonaten entsprechende Mikrospaltbarkeit des Proustits zurückzuführen sein. Ebenso dürfte beim Kalium- und Ammoniumdihydrogenphosphat (ADP und KDP) die große Ähnlichkeit in der Struktur mit dem Zirkon auch die Ähnlichkeit mit dessen Mikrospaltbarkeit bedingen.

Von diesen polaren Zonen und Flächen abgesehen ergibt sich eine ziemlich gute Übereinstimmung von Erwartung und Beobachtung (+ + und - -), wenn man berücksichtigt, daß ja nicht alle möglichen Bruchrichtungen auch tatsächlich auftreten müssen (+ -). Die eigentlichen Ausnahmen (- +) kommen vor allem bei den Strukturen vor, bei denen die Forderung nach atomar ebenem Bruch fast sämtliche Möglichkeiten ausschließt. So ist bei KDP nur eine, bei

Pyrit, Barium- und Bleinitrat, Chrysoberyll, Spinell und Hausmannit, Cuprit und Kupferkies keine der einfach indizierten Zonen, bei Cuprit und Kupferkies darüber hinaus auch nur eine, bei Spinell und Hausmannit keine der einfach indizierten Flächen möglich. Bemerkenswert sind deshalb als Widerspruch gegen atomar ebenen Bruch die Mikrospaltzonen [101] von Markasit, [100] von Calcit und [001] von Zinnstein. Die Zone [101] bei Markasit entspricht allerdings ebenso wie [010] der Mikrospaltzone [100] des ähnlich gebauten Pyrits, und die Zone [100] tritt bei Calcit nur in unmittelbarer Nähe der Hauptspaltfläche als Bruchzone in Erscheinung.

4.2.2 Gitter mit Atomen vorwiegend in allgemeinen Positionen

Während unpolarer atomar ebener Bruch, wie im vorigen Kapitel gezeigt wurde, bei manchen Gittern kaum oder überhaupt nicht möglich ist, gibt es andererseits viele Gitter, bei denen er in allen Richtungen auftreten kann, weil die Atome nur wenige oder gar keine der speziellen Positionen besetzen. Solche Gitter bilden z.B. Diamant, Anatas, Korund, Antimonit und Arsenopyrit, vor allem aber kompliziertere Strukturen mit Inselbausteinen, wie rhombischer Schwefel, Karbonate, Silikate, Sulfate, Chromate etc. Diese Inselbausteine bestehen aus mehreren Atomen. Bei ihnen kann atomar ebener Bruch nicht nur durch einzelne Atome in den möglichen Bruchebenen verhindert werden, sondern auch durch mehratomige Bausteine, wenn diese die möglichen Bruchebenen durchdringen, so daß die Atome einer Baugruppe auf beiden Seiten dieser Ebenen liegen. Mögliche Bruchebenen dürfen also keine Atome und keine Molekül- oder Komplexbindungen enthalten oder schneiden, denn diese bleiben bei einem Bruch des Kristalls normalerweise erhalten. Die Einschränkung möglicher Bruchrichtungen ist also bei Gittern mit mehratomigen Bausteinen wesentlich größer als bei solchen mit einatomigen Bausteinen, von denen im vorigen Kapitel ja nur einfach indizierte Flächen und Zonen betrachtet wurden. Insbesondere können diese Strukturen nicht nach Richtungen eben brechen, in denen die Symmetrieperiode d_{hkl} kleiner ist als der kleinste Durchmesser ihres polyedrischen Bausteins. Wie gut die Forderung nach atomar ebenem Bruch bei solchen Strukturen erfüllt wird, sei am Beispiel des Kaliumsulfats gezeigt:

Aus den Gitterprojektionen parallel zu den Zonen [100], [010], [001] und [1$\bar{1}$0] (Abbildung 5) ist zu sehen, daß atomar ebener Bruch in diesen Zonen nur nach den Flächen (200), (020), (002), (110), (130), (011), (021) und (111) erfolgen kann. Alle anderen Ebenenspuren schneiden Sulfatgruppen. Dies läßt sich darstellen (Abbildung 6), indem man den Netzebenenabstand vom Ursprung für jeweils den nächsten und den entferntesten Sauerstoff jeder der vier Sulfatgruppen einer rhombischen Elementarzelle kontinuierlich in Abhängigkeit vom Zonenwinkel aufträgt. Der Raumbedarf der

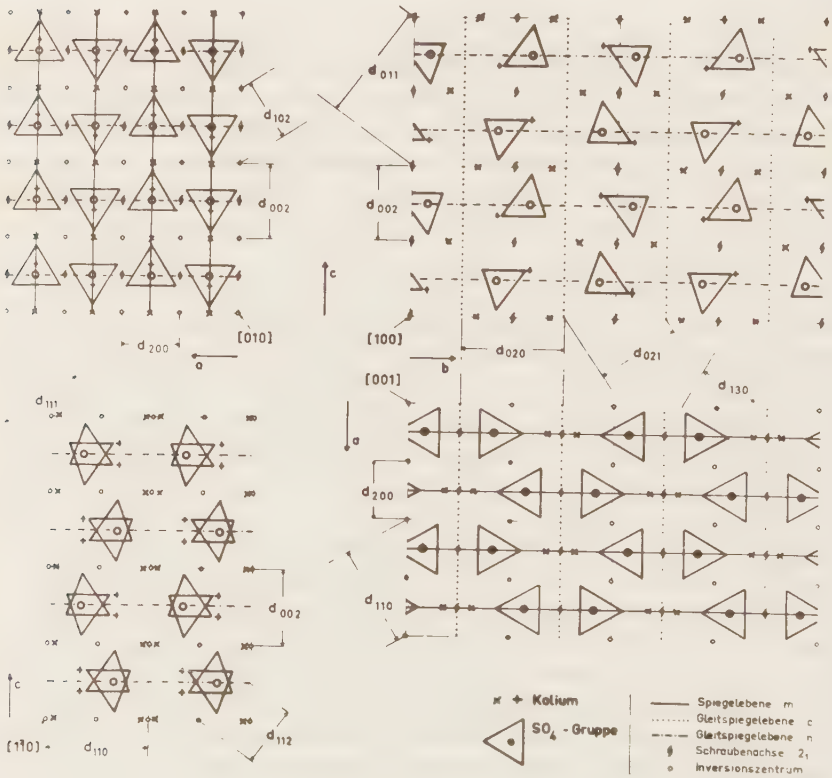

Abbildung 5: Kaliumsulfat: Gitterprojektionen parallel [010], [100], [1$\bar{1}$0] und [001]

polyedrischen Inselbausteine gestattet z.B. in der Zone [001] in der Tat einen atomar ebenen Bruch nur nach den Flächen (100), (110), (130) und (010). Berücksichtigt man außer diesen vier auch die anderen Sulfationen im Gitter, so erhält man in beliebig kleinem Winkelabstand von diesen vier Flächennormalenrichtungen unendlich viele parallele Sauerstoffnetzebenen mit beliebig kleinem Abstand, so daß nur genau in diesen Normalenrichtungen keine Überlappung eintritt. Dieselbe Darstellung der Zone [1$\bar{1}$0] zeigt, daß

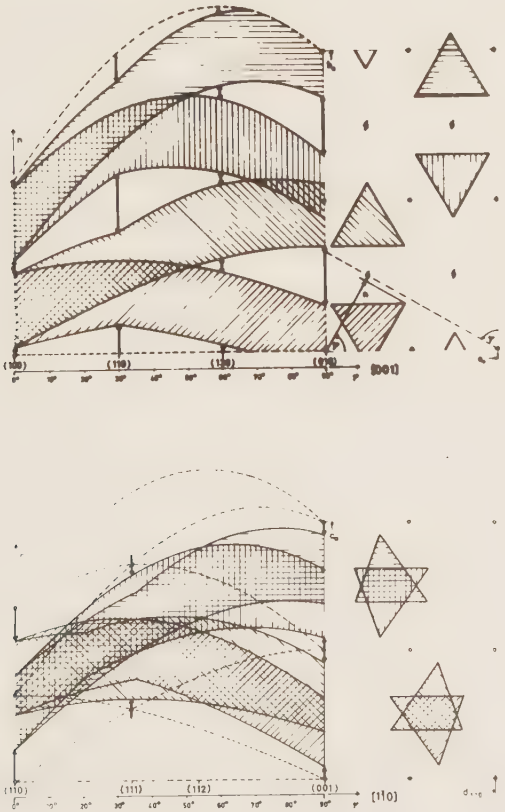

Abbildung 6: Kaliumsulfat: Die atomar ebenen Flächen in den Zonen [001] und [1$\bar{1}$0]

auch die Fläche (111) atomar eben ist, während die Ebene (112) von zwei der vier Sulfatgruppen um je 7,1% der Symmetrieperiode überlappt wird.

Von den acht atomar ebenen Flächen des Kaliumsulfats sind alle außer (021) auch Mikrospaltflächen. Die beiden restlichen Mikrospaltflächen (112) und (102) sind mit 7,1% Überlappung von zwei bzw. 9,7% Überlappung aller vier Sulfatgruppen nicht atomar eben. Sie sind qualitativ die schlechtesten der neun Mikrospaltflächen (vgl. Tabelle 3).

Aus den acht atomar ebenen Flächen lassen sich zwölf atomar ebene Zonenprismen parallel [100], [010], [001], [110], [101], [011], [310], [311], [312], [111], [112] und [012] bilden. Berücksichtigt man dabei nur die sieben Mikrospaltflächen, so ergeben sich nur die ersten zehn dieser Zonenprismen. Von diesen zwölf bzw. zehn Zonen sind die folgenden sechs als Mikrospaltzonen beobachtet: [100], [001], [110], [011], [312] und [111]. Die siebente Mikrospaltzone [201] ergibt sich aus der Anordnung der Gitterbausteine als pseudohexagonale Ergänzung zu [111].

Atomar ebener Bruch nach einfach indizierten Flächen kann bei Gittern mit Bausteinen vorwiegend in allgemeinen Positionen, also insbesondere bei sehr vielen Inselstrukturen, auftreten. Diese Strukturen können deshalb wie z.B. Kaliumsulfat, relativ viele Mikrospaltbarkeiten besitzen, von denen mehrere bei einem Bruch zusammenwirken und konkurrieren können, so daß keine ausgesprochen gute Spaltbarkeit zustande kommen kann. Weist der Kristall dagegen nur wenige Mikrospaltbarkeiten auf, so ist wegen des relativ großen Winkelabstands eine Konkurrenz verschiedener Mikrospaltbarkeiten nicht immer möglich. Die beobachtete Grenze liegt bei etwa zehn Mikrospaltflächen, bei hochsymmetrischen auch etwas höher, bei kubischen etwa bei vierzehn. Der mittlere Winkelabstand von Spaltflächen liegt also kaum unter 60°, denn bei regelmäßiger Anordnung haben 8 Flächen (Oktaeder) einen Abstand von $70,5^{\circ}$, 12 Flächen (Dodekaeder mit gleichseitigen Fünfecken) von $63,4^{\circ}$ bzw. (Rhombendodekaeder) von 60°, 20 Flächen dagegen von $41,8^{\circ}$. Spaltflächen mit wesentlich kleinerem Winkelabstand als 60° sind in der Regel nicht besonders gut ausgebildet.

4.3 Kurze Abstände der Symmetrieelemente

Bei den Gittern in der Tabelle 4 wurden nur einfach indizierte Flächen berücksichtigt, weil diese bekanntermaßen die wichtigsten sind. Sie besitzen relativ sehr große Symmetrieperioden d_{hkl}. Mit diesen Symmetrieperioden haben BRAVAIS und später mit besserem Erfolg DONNAY und HARKER (1937) die morphologische Rangfolge der Flächen zahlenmäßig festzulegen versucht. Zwar stimmen diese Rangfolgen nicht quantitativ (vgl. z.B. HARTMAN und PERDOK 1955: "not at all"), aber die morphologisch wichtigen Flächen stehen stets sehr weit oben in dieser Rangfolge. So gehören z.B. die neun Mikrospaltflächen von Kaliumsulfat zu den 13 ranghöchsten Flächen nach DONNAY und HARKER (vgl. Tabelle 3).

Eine Zone kann analog durch die Dicken der beiden Schichten charakterisiert werden, die das Zonenprisma bilden. Der größeren Schichtdicke entspricht dabei in der Regel die schmalere Prismenfläche, d.h. der kleinere Kantenabstand, also die dichter mit Achsen besetzte Ebene. In einfachen Translationsgittern, den sogenannten Bravaisgittern, kann man eine Ebene sowohl durch den Abstand von der nächsten parallelen als auch durch die Besetzungsdichte, also die beiden kürzesten Translationen in der Ebene, charakterisieren. Entsprechend kann man eine Zone durch die beiden größten Netzebenenabstände in ihr oder die Translationsperiode in Zonenrichtung, also die Besetzungsdichte der Zonenachse, charakterisieren. Man kann dies insbesondere bei Ebenen und Zonenachsen tun, die durch geradzählige Symmetrieelemente gegeben sind, denn Symmetrieelemente sind stets in Bravaisgittern angeordnet, und zwar Inversionszentren in drei-, Dreh- und Schraubenachsen in zwei- und Spiegel- und Gleitspiegelebenen in eindimensionalen Gittern, wobei die restlichen Gitterdimensionen durch die Translationen parallel zu den Achsen und Ebenen gegeben sind. Man kann diese Gitter durch Gittervektoren beschreiben, die die Abstände identischer Punkte angeben. Sind in einer Symmetriegruppe verschiedenartige Symmetrieelemente kombiniert, so bilden diese alle dieselben Gitter, die im ersten Buchstaben des HERMANN-MAUGUIN-Symbols festgehalten sind. Diese Gitter können jedoch gegeneinander verschoben sein, was durch Verschiebungsvektoren gekennzeichnet wird. Das ganze einer bestimmten Symmetriegruppe entsprechende Gitter wird also durch die Gittervektoren des betreffenden Bravaisgitters und die Verschiebungs-

vektoren der Bravaisgitter der verschiedenen Symmetrieelemente beschrieben. So sind z.B. in der Raumgruppe Pmcn die drei Gitter der zweizähligen Schraubenachsen jeweils um die Gleitkomponente der auf ihnen senkrecht stehenden Gleitspiegelebene verschoben. Die Verschiebungsvektoren sind also: [000] für die Achsen parallel a_o, $[00\frac{1}{2}]$ für die Achsen parallel b_o und $[\frac{1}{2}\frac{1}{2}0]$ für die Achsen parallel c_o; durch diese Vektoren ist auch die Lage der Gleitspiegelebenen gegeben. Das ganze Gitter dieser Raumgruppe läßt sich also aus den vier Vektoren $[00\frac{1}{2}]$, [100], [010] und $[\frac{1}{2}\frac{1}{2}0]$ aufbauen: alle Gittervektoren ergeben sich durch Addition aus diesen vier.

Während man Ebenen besser durch den einen senkrechten Netzebenenabstand d_{hkl} (anstatt durch die zwei kürzesten Translationen parallel zur Ebene) charakterisiert, tut man dies bei Zonen besser durch die eine parallele Translationsperiode (anstatt durch die zwei größten d_{hkl} senkrecht zur Zonenachse). Die wichtigsten Flächen haben große Abstände d_{hkl}; die wichtigsten Zonen haben dementsprechend kleine Translationsperioden l_{uvw}, werden also durch kurze Gittervektoren bestimmt. So sind fünf der sieben Mikrospaltzonen von Kaliumsulfat (Raumgruppe Pmcn) durch die fünf mit Abstand kürzesten Gittervektoren $[00\frac{1}{2}]$, [100], $[\frac{1}{2}\frac{1}{2}0]$, $[10\frac{1}{2}]$ und $[\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}]$ gegeben, die beiden restlichen durch Gittervektoren, die an 14. und 15. Stelle ($[\frac{3}{2}\frac{1}{2}1]$ und [011]) stehen, aber immerhin noch kürzer sind als die Raumdiagonale der rhombischen Elementarzelle. Dem BRAVAIS'schen Gesetz für die morphologische Wichtigkeit für Flächen läßt sich also das entsprechende für Zonen zur Seite stellen, und zwar in derselben Verallgemeinerung, wie sie DONNAY und HARKER (1937) ersterem gegeben haben - auf die zahlenmäßige Rangfolge soll allerdings kein Wert gelegt werden. Die entsprechenden "Auslöschungsregeln" mit ganzzahligen Indizes für Zonen sind denen für Ebenen reziprok:

1. Allgemeine "Auslöschungen": Da das zu einem flächenzentrierten reziproke Gitter wieder in derselben Weise flächenzentriert ist, gelten für die Zonenindizes dieselben Regeln wie für die entsprechenden Flächenindizes. Allseitig flächenzentrierte und innenzentrierte Gitter sind zueinander reziprok. Deshalb gelten die Regeln für die Flächenindizes des einen entsprechend für die Zonenindizes des anderen. Für das allseitig flächenzentrierte Gitter z.B. gilt also u + v + w = 2n, was die bei Natriumsulfat beobachteten Mikrospaltzonen [001], [101], [301], [112], [011], [121] und [211] be-

stätigen.
2. Spezielle "Auslöschungen": Wie im obigen Beispiel von Kaliumsulfat gezeigt wurde, ist der wichtigste und kürzeste Vektor [uOw] : $[10\frac{1}{2}]$ bzw. [201]. Die wichtigste Fläche (hOl) ist (102). Hier sind also die Indizes h und u bzw. l und w reziprok, d.h. die Indizes h und w bzw. l und u entsprechen einander, so daß die Regel für den Flächenindex l: l = 2n analog für den anderen Zonenindex u gilt: u = 2n.

Damit lassen sich morphologische Aspekte auch bei Zonen finden.

5. Diskussion

Es gibt viele Versuche, das Phänomen der Spaltbarkeit zu erklären. Die größte Schwierigkeit liegt dabei in der Tatsache, daß jeder Kristall nur wenige verschiedene Spaltflächen haben kann. Aus diesem Grunde ist es vergleichsweise leichter, Theorien zum Wachstum aufzustellen. Die Entdeckung der Mikrospaltbarkeit durch WOLFF und BRODER bringt nun aber für manche Kristalle, wie z.B. Kaliumsulfat, wesentlich reichhaltigeres Material, vor allem dadurch, daß ganze Mikrospaltzonen existieren.

Die bisherigen Deutungsversuche berücksichtigen die geometrischen, elektrischen und energetischen Verhältnisse, die Bindungen und den physikalischen Vorgang der Spaltung. Sie kommen bei vielen Kristallarten zu brauchbaren Ergebnissen, ohne daß sich bisher ein gemeinsamer Nenner für die verschiedenen Wege findet, die dabei begangen werden.

Als Grundlage für jede Hypothese, die über den ebenen Bruch der Kristalle aufgestellt werden kann, werden in dieser Arbeit die Zusammenhänge mit der Symmetrie untersucht. Aus den einleitend zitierten Beiträgen läßt sich ersehen, wie weit die Symmetrieverhältnisse der Kristalle bisher berücksichtigt worden sind.

Die Annahme elektrischer Kräfte im Kristall führte zu der Vorstellung, daß sich dort, wo sich gleichgeladene Ionen oder allgemeiner gleichnamige elektrische Pole gegenüberstehen, Stellen schwacher Kohäsion befinden (STARK 1915, BECKENKAMP 1904). Solche Gegenüberstellungen können manchmal zufällig zustande kommen, werden im allgemeinen aber systematisch durch Symmetrieelemente bedingt.

Also sind Ebenen, in denen Symmetrieelemente liegen, mögliche Bruchebenen. Tatsächlich gehen viele Spaltflächen Symmetrieelementen parallel (NIGGLI 1920); die wenigen Ausnahmen kann man aus Tabelle 1 ersehen. Da der ebene Bruch zentrosymmetrisch erfolgt (NIGGLI 1920), müssen sich an einer Bruchebene gleichartig besetzte Netzebenen gegenüberstehen. Die in der Bruchebene enthaltenen Symmetrieelemente müssen also geradzählig sein: Spiegel- und Gleitspiegelebene, geradzählige Dreh- und Schraubenachsen, Inversionszentren. Denn bei allen diesen Symmetrieelementen besitzt "die Projektion der Ladungsgewichte auf die Normale zur betrachteten Fläche eine Spiegelebene zwischen zwei Punkten mit Ladungsbelegung" (JAGODZINSKI 1955). Eine Ebene, die solche Symmetrieelemente enthält, kann als "Zwillingsgrenze submikroskopischer Aggregate" fungieren. "Elektrisch polare Richtungen" (BECKENKAMP 1918) können dann allerdings nur parallel dieser Zwillingsgrenze liegen.

Die Dicke dieser "submikroskopischen Aggregate" ist der Abstand zweier äquivalent mit Symmetrieelementen besetzter Ebenen. Deren Symmetrieperiode entspricht dem verallgemeinerten Netzebenenabstand (DONNAY und HARKER 1937). Es ist also sinnlos, innerhalb einer solchen Periode einzelne Netzebenen zu betrachten (SOHNCKE 1888, NIGGLI 1917). Vielmehr kann dieser Kristallraum als eine Schicht angesehen werden (EWALD und FRIEDRICH 1914). Eine Schicht von dieser Dicke ist die dünnste, die den ganzen Kristall repräsentieren kann (QUENSTEDT 1863), denn sie ist elektrisch neutral (JAGODZINSKI 1955) und hat die stöchiometrische Zusammensetzung des Kristalls. Sie besitzt außerdem kein resultierendes Dipolmoment senkrecht zur Schicht, da in der Mitte zwischen zwei äquivalent mit Symmetrieelementen besetzten Ebenen eine weitere ähnlich besetzte liegen muß. Es ist also sowohl der Bruch wie das Bruchstück unpolar.

Der Fall, daß die Schicht nur eine Netzebene enthält (SCHARIZER 1920), die in dieser mittleren mit Symmetrieelementen besetzten Ebene liegen muß, ist wohl kaum besonders ausgezeichnet. Er demonstriert lediglich das Kohäsionsminimum zwischen zwei Schichten und die relativ große Kohäsion in den Schichten sehr deutlich: die Ebene enthält Hauptbindungen, und die zwischengelegte zerreißt möglichst wenige (NIGGLI 1918). Ist allerdings auch die

andere mit Symmetrieelementen besetzte Ebene, in der der Bruch erfolgen muß, Netzebene des Kristalls, so kann der Bruch verhindert werden. Diese Netzebene müßte ihre Atome zu gleichen Teilen an beide Bruchstücke abgeben. Das ist möglich, wenn die Atome in allgemeinen Positionen liegen, z.B. auch auf Gleitspiegelebenen (JAGODZINSKI 1955) oder Schraubenachsen. Atome in speziellen Positionen dagegen müßten die Symmetrie verletzen, wenn sie einem der beiden Bruchstücke zugeteilt werden. Deshalb ist das Aufreißen von Netzebenen, die z.B. in Spiegelebenen liegen, wohl im allgemeinen nicht anzunehmen. JAGODZINSKI (1955) gibt zwar hierfür das Beispiel des CsCl-Gitters an, doch ist dessen entsprechende Spaltbarkeit nach (100) "keineswegs deutlich" und nicht sicher belegt und von NITSCHMANN und HARTMANN (1965) beim isotypen CsJ auch nicht gefunden worden; dieses weist dagegen eine deutliche Spaltbarkeit nach (110) auf, wo eine Gleitspiegelebene zwischen den Netzen liegt.

Es besteht zwar nach JAGODZINSKI (1955) "kein Anlaß dazu, daran zu zweifeln, daß die Spaltfläche über größere Bereiche annähernd atomar eben ist", doch muß wohl auch die Spaltung bereits atomar eben erfolgen. Deshalb muß das Aufreißen einer Netzebene mit Atomen in spezieller Lage als Ausnahme angesehen werden, da hier kein "extrakomplexarer Zwischenraum" (NIGGLI 1918) existiert. Daß ein solcher Zwischenraum besonders wichtig bei Gittern mit mehratomigen Bausteinen ist, wurde am Beispiel des Kaliumsulfats gezeigt.

Bruchflächen sind stets niedrig indiziert. Sie haben also relativ große Symmetrieperioden und stehen damit in der Rangfolge nach DONNAY und HARKER (1937) sehr weit vorn. Für Zonen läßt sich eine entsprechende Rangfolge nach der Translationsperiode aufstellen, die umgekehrt sehr kurz sein muß in wichtigen Zonen. Deshalb müssen z.B. die periodischen Bindungsvektoren nach HARTMAN und PERDOK (1955) einer Zone mit kurzem Gittervektor entsprechen, wie das Beispiel Baryt zeigt: sechs der acht von HARTMAN und PERDOK (1955) ermittelten PBC-Vektoren liegen den sechs kürzesten Gittervektoren parallel, die beiden restlichen entsprechen dem 12. und dem 14. Gittervektor und sind - wie die Vektoren der Mikrospaltzonen des Kaliumsulfats - noch kürzer als die Raumdiagonale der rhombischen Elementarzelle. Flächen, die mindestens zwei periodische Bindungsketten enthalten, heißen F-Flächen (flat faces), und sollen atomar eben sein. Es enthält aber nicht jeder Schnitt von

Zonen parallel solchen Ketten eine F-Fläche. Die ungleichmäßige Verteilung von Flächen in einer Zone (HARTMAN 1965) ergibt sich oft schon aus der Form und Lage der Zonenprismen und nicht erst aus der Betrachtung von Bindungsverhältnissen. Am Beispiel des Quarzes (v.ENGELHARDT 1944, HOFFER 1961, BLOSS und GIBBS 1963, HARTMAN 1959) sieht man, daß aus den Bindungen im Gitter allein keine Erklärung des ebenen Bruchs zu gewinnen ist, sondern daß dazu stets die Symmetrieverhältnisse berücksichtigt werden müssen.

6. Zusammenfassung

Für die Erklärung des ebenen Bruchs, d.i. insbesondere der Spaltbarkeit und der Mikrospaltbarkeit, ist dessen Beziehung zur Kristallsymmetrie von grundlegender Bedeutung. Damit ein ebener Bruch zustande kommen kann, erfordert die Symmetrie, folgende drei Gesichtspunkte zu berücksichtigen:

1. Unpolare Richtungen im Gitter werden beim Bruch bevorzugt. Diese liegen senkrecht zu Spiegel- und Gleitspiegelebenen, geradzähligen Dreh- und Schraubenachsen und Inversionszentren sowie parallel und senkrecht zu vierzähligen Inversionsachsen. Ebener Bruch erfolgt unpolar längs Ebenen im Gitter, in denen solche Symmetrieelemente liegen. Äquivalente Ebenen dieser Art folgen einander im Abstand der effektiven Symmetrieperiode d_{hkl}, die nach DONNAY und HARKER (1937) der Netzebenenabstand im BRAVAIS'schen Gesetz ist. Eine Kristallschicht der Dicke d_{hkl} ist die dünnste, die den ganzen Kristall repräsentieren kann, denn sie besitzt insbesondere dessen stöchiometrische Zusammensetzung und ist elektrisch neutral. Wegen der geradzähligen Symmetrieelemente besitzt sie außerdem kein resultierendes Dipolmoment senkrecht zur Schicht.

Zwei nicht parallele solche Schichten schneiden sich in einem Zonenprisma. Liegt in dessen Mitte, parallel zu den Kanten, eine geradzählige Dreh- oder Schraubenachse, eine vierzählige Inversionsachse oder eine mit Inversionszentren besetzte Gerade, so kann ebener Bruch in dieser Zone auftreten. Dazu muß das Prisma auf eine Translationsperiode das Volumen einer Elementarzelle oder mindestens den Bruchteil davon besitzen, der der Zähligkeit der speziellsten Gitterposition entspricht. Dann läßt sich das Gitter

in lauter äquivalente parallele Prismen zerlegen, von denen jedes ebenso wie eine Schicht der Dicke d_{hkl} den ganzen Kristall repräsentieren kann.

2. Der Bruch erfolgt in der Regel atomar eben. Ist die mögliche Bruchebene mit Atomen in spezieller Lage besetzt, so müßte sie beim Bruch aufreißen. Dabei würden die in der Bruchebene liegenden Atome zu gleichen Teilen auf die beiden Bruchstücke verteilt, so daß diese an der Oberfläche unvollständig besetzt wären. Dies kann man aber als Störung der Symmetrie oder als Bruch entlang einer Fläche ansehen, die nur im Mittel der Bruchebene entspricht. Bei Gittern mit mehratomigen Bausteinen schließt die Bedingung des atomar ebenen Bruchs darüber hinaus noch ein, daß die mögliche Bruchebene keine Molekül- oder Komplexbindungen enthalten oder schneiden darf. Deshalb können solche Inselstrukturen nach Flächen, deren Symmetrieperiode kleiner ist als der kleinste Durchmesser des Inselbausteins, überhaupt nicht mehr atomar eben brechen.

Strukturen, bei denen vorwiegend allgemeine Gitterpositionen besetzt sind, können sehr viele atomar ebene Bruchflächen, also Mikrospaltbarkeiten besitzen. Deren gegenseitige Konkurrenz bei einem Bruch kann dann bewirken, daß keine gute Spaltbarkeit zustande kommen kann.

3. Ebener Bruch tritt erfahrungsgemäß nur nach Richtungen auf, die eine relativ große Symmetrieperiode d_{hkl} aufweisen. Bei Inselstrukturen gibt es sogar eine untere Grenze für den atomar ebenen Bruch. Bruchebenen müssen also relativ dicht mit Symmetrieelementen belegt sein.

Eine Bruchzone muß dementsprechend eine relativ kleine Translationsperiode 1_{uvw} besitzen, z.B. eine relativ dichte Folge von Inversionszentren auf der Zonenachse. Man kann also auch für Bruchzonen ein dem BRAVAIS'schen entsprechendes Gesetz aufstellen, nach dem die Wichtigkeit der Zonen mit der Länge des zugehörigen Zonenvektors abnimmt. Für dieses Zonengesetz kann man eine Verallgemeinerung erhalten, die derjenigen von DONNAY und HARKER (1937) für das Flächengesetz entspricht, wenn man außer den Gittervektoren im Bravaisgitter auch die Verschiebungsvektoren der einzelnen Gitter verschiedener Symmetrieelemente berücksichtigt.

Wie weit diese drei symmetriebedingten Gesichtspunkte bei Spalt-

barkeit und insbesondere bei Mikrospaltbarkeit tatsächlich von Wichtigkeit sind, wird an zahlreichen Beispielen gezeigt.

Abschließend werden die bisherigen Versuche, Spaltbarkeit zu erklären, daraufhin diskutiert, wie weit sie diese Gesichtspunkte berücksichtigen.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof.Dr.W.v.Engelhardt, danke ich für die Überlassung des interessanten Themas und für die Unterstützung, die er mir während der Bearbeitung zuteil werden ließ.

Herrn Prof.Dr.H.Dachs danke ich für klärende Diskussionen, Herrn Prof.Dr.S.Haussühl für das zur Verfügung gestellte Kristallmaterial.

Ferner fühle ich mich Herrn Dr.W.Bayh und Herrn Dozent Dr.H.Puchelt sowie allen wissenschaftlichen und technischen Mitarbeitern des Tübinger Mineralogischen Instituts für ihre stete Hilfsbereitschaft zu Dank verpflichtet.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

7. Literatur

BECKENKAMP, J. (1904): Über die Beziehung der Spaltbarkeit zur Molekularstructur. - Z. Kristallogr. 39, 206-207

- " - , (1918): (zitiert nach BECKENKAMP 1922) - Verhandl.d. Phys.mediz.Ges. zu Würzburg 45, 178

- " - , (1922): Über Spaltbarkeit. - Z.Kristallogr. 57, 301-303

- " - , (1923): Atomanordnung und Spaltbarkeit. - Z.Kristallogr. 58, 7-39

BLOSS, F.D. and G.V.GIBBS (1963): Cleavage in quartz. - Amer.Min. 48, 821-838

BOND, W.L. (1951): Making small spheres. - Rev.Sci.Instr. 22, 344-345

DONNAY, J.D.H. and D. HARKER (1937): A new law of crystal morphology extending the law of Bravais. - Amer.Min. 22, 446-467

ENGELHARDT, W.v. (1944): Die Anisotropie der Teilbarkeit des Quarzes. - Nachr.d.Akad.d.Wiss. in Göttingen, Math.-Phys.Kl., 43-56

EWALD, P.P. und W. FRIEDRICH (1914): (zitiert nach BECKENKAMP 1922) - Ann.Phys. 44, 1196

HARTMAN, P. (1959): La morphologie structural du quartz.- Bull.Soc. Fr.Min.Crist. 82, 335-340

- " - , (1965): The non-uniform distribution of faces in a zone. - Z. Kristallogr. 121, 78-80

- " - , and W.G. PERDOK (1955): On the relations between structure and morphology of crystals. - Acta Crystallogr. 8, I: 49-52, II: 521-524, III: 525-529

HOFFER, A. (1961): Low-quartz. On the geometry of its framework in terms of the directed bond. - Z. Kristallogr. 116, 83-100

JAGODZINSKI, H. (1955): Kristallographie. - Handbuch d. Physik, VII, Teil 1, 1-103

JOHNSEN, A. (1917): Kohäsion, Leitvermögen und Kristallstruktur. - Sitzungsber.d.Kön.bayer.Akad.d.Wiss. Math.-Phys.Kl., 75-82

MACHATSCHKI, F. (1953): Spezielle Mineralogie. - Springer-Verlag Wien

NIGGLI, P. (1926): Beziehungen zwischen Struktur und äußerer Morphologie am Quarz. - Z. Kristallogr. 63, 295-311

- " - , (1917): (zitiert nach BECKENKAMP 1922) - Vierteljahrsschr.d.Züricher naturf.Ges. 62, 232

- " - , (1918): Geometrische Kristallographie des Diskontinuums, I.Teil. - Verlag von Gebrüder Borntraeger, Leipzig

- " - , (1920): Lehrbuch der Mineralogie. - Verlag von Gebrüder Borntraeger, Berlin

NITSCHMANN, G. und H.A. HARTMANN (1965): Zur Spaltbarkeit und Plastizität von Cäsiumjodid. - Z. Kristallogr. 121, 70-74

PAULING, L. (1960): The nature of the chemical bond, 3.Aufl. - Cornell University Press, Ithaca

QUENSTEDT, F.A. (1863): Handbuch der Mineralogie, 2.Aufl. - Verlag Laupp, Tübingen

RAAZ, F. und H. TERTSCH (1958): Geometrische und physikalische Kristallographie, 3.Aufl. - Springer-Verlag Wien

RAMDOHR, P. und H. STRUNZ (1967): Klockmann's Lehrbuch der Mineralogie, 15.Aufl. - Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart

SCHARIZER, R. (1920): Die Braggschen Kristallgitter und die Spaltbarkeit. - Z. Kristallogr. 55, 440-443

SOHNCKE, L. (1888): Über Spaltungsflächen und natürliche Krystallflächen. - Z. Kristallogr. 13, 214-235

STARK, J. (1915): (zitiert nach BECKENKAMP 1922) - Jahrbuch f. Radioakt.u.Elektrotechnik 12, 279

TERTSCH, H. (1949): Die Festigkeitserscheinungen der Kristalle. - Springer-Verlag, Wien

WOLFF, G.A. and J.D. BRODER (1959): Microcleavage, bonding character and surface structure in materials with tetrahedral coordination. - Acta Crystallogr. 12, 313-323

- " - , and J.D. BRODER (1960): Cleavage and the identification of minerals. - Amer.Min. 45, 1230-1242

ZINNOW, K.P. (1962): Eine Methode zur quantitativen Messung der Spaltbarkeiten eines Kristalls. - Diplomarbeit Tübingen

A n h a n g

Tabelle 1

Spaltbarkeiten der Mineralien nach der Literatur

(Von isotypen Mineralarten mit gleicher Spaltbarkeit ist nur jeweils ein Beispiel angegeben. Die Mineralarten sind hier gemäß dem Machatschki'schen Mineralsystem (MACHATSCHKI 1953) nach Formeltypen angeordnet, so daß ihre Reihenfolge einer steigenden Kompliziertheit der stöchiometrischen Zusammensetzung entspricht. In diese Tabelle sind nur Gerüst- und Inselstrukturen aufgenommen. In der letzten Spalte ist angeführt, zu welchem Symmetrieelement die Spaltfläche parallel liegt, bzw. - in b) - ob sie polar ist.)

a) Strukturen mit Inversionszentrum

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Spalt-fläche	Güte	Parallel zu Symmetrie-element
Diamant - C	m3m	(111)	vollkommen	2
Schwefel - S_8	mmm	div.	sehr schlecht	i
Steinsalz - NaCl	m3m	(100)	sehr vollkommen	m, 4
Bleiglanz - PbS	m3m	(111)	selten	2
Kalomel - Hg_2Cl_2	4/mmm	(100)	unvollkommen	m, 4
		(111)	zieml. vollkommen	2
Nickelin - NiAs	6/mmm	$(10\bar{1}0)$	unvollkommen	m, 6
		(0001)	unvollkommen	m, 2
Covellin - CuS	6/mmm	(0001)	sehr vollkommen	m, 2
Realgar - As_4S_4	2/m	(010)	mäßig vollkommen	m
		(210)	mäßig vollkommen	i
Fluorit - CaF_2	m3m	(111)	vollkommen	2
Cuprit - Cu_2O	m3m	(111)	deutlich	2
Pyrit - FeS_2	m3	(100)	schlecht	m, 2
Rutil - TiO_2	4/mmm	(110)	vollkommen	m, 4
		(100)	schlecht	m, 4
Anatas - TiO_2	4/mmm	(001)	vollkommen	m, 2
		(111)	vollkommen	2
Cotunnit - $PbCl_2$	mmm	(001)	vollkommen	m, 2
Baddeleyit - ZrO_2	2/m	(001)	zieml. vollkommen	2
Markasit - FeS_2	mmm	(101)	unvollkommen	2
		(010)	zieml. deutlich	m, 2

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Spalt-fläche	Güte	Parallel zu Symmetrie-element
Löllingit - $FeAl_2$	mmm	(001)	vollkommen	m, 2
		(100)	wenig deutlich	m, 2
Brookit - TiO_2	mmm	(110)	undeutlich	2
		(010)	vollkommen	m, 2
Kupferglanz - Cu_2S	mmm	(110)	schlecht	2
		(001)	schlecht	m, 2
Sylvanit - $(Au,Ag)Te_2$	2/m	(010)	vollkommen	m
Silberglanz - Ag_2S	2/m	(100)	selten deutlich	2
Tysonit - LaF_3	6/mmm	(0001)	-	m, 2
Dyskrasit - Ag_3Sb	mmm	(011)	deutlich	2
		(001)	weniger deutlich	m, 2
		(110)	weniger deutlich	2
Arsenolith - As_4O_6	m3m	(111)	deutlich	2
Korund - Al_2O_3	$\bar{3}$m	keine		
		$(10\bar{1}1)$	Absond. vollk.	2
		(0001)	" wenig deutl.	2
Tetradymit - Bi_2Te_2S	$\bar{3}$m	(0001)	sehr vollkommen	2
Kobaltkies - Co_3S_4	m3m	(100)	wechselnd vollk.	m, 4
Pentlandit - $(Fe,Ni)_9S_8$	m3m	(111)	deutlich	2
Diaspor - AlO(OH)	mmm	(010)	sehr vollkommen	m, 2
Groutit - MnO(OH)	mmm	(100)	weniger vollk.	m, 2
Manganit - MnO(OH)	2/m	(110)	deutlich	i
Arsenopyrit - Fe[AsS]	2/m	(101)	ziemlich deutl.	2
		(010)	weniger deutl.	m
		(110)	nicht besond.gut	i
Delafossit - $CuFeO_2$	$\bar{3}$m	(0001)	vollkommen	2
Teallit - $PbSnS_2$	mmm	(001)	vollkommen	m, 2
Lorandit - $TlAsS_2$	2/m	(100)	sehr vollkommen	2
		(201)	gut	2
		(001)	gut	2
Aramayoit - $Ag(Sb,Bi)S_2$	$\bar{1}$	ps.kub	-	i
Ilmenit - $FeTiO_3$	$\bar{3}$	keine		
		$(10\bar{1}1)$	Absonderung	i
Calcit - $Ca\,CO_3$	$\bar{3}$m	$(10\bar{1}1)$	sehr vollkommen	2
Aragonit - $Ca\,CO_3$	mmm	(010)	deutlich	m, 2
		(110)	deutlich	2
		(021)	wenig hervortret.	2

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Spaltfläche	Güte	Parallel zu Symmetrieelement
Alamosit - $Pb[SiO_3]$	2/m	(010)	-	m
Wollastonit - $Ca_3[Si_3O_9]$	2/m?	(100)	vollkommen	2
		(011)?	vollkommen	i
		(001)	gut	2
		($\bar{1}$02)	wechselnd deutl.	2
		($\bar{1}$01)	wechselnd deutl.	2
Perowskit - $Ca[TiO_3]$	ps.kub	(100)	ziemlich deutl.	m, 4
Rhodonit - $MnSiO_3$	$\bar{1}$	(110)	vollkommen	i
		($\bar{1}$10)	vollkommen	i
		(001)	weniger vollk.	i
Xenotim - $Y[PO_4]$	4/mmm	(110)	unvollkommen	m, 4
Scheelit - $Ca[WO_4]$	4/m	(111)	ziemlich deutl.	i
		(101)	wenig deutlich	i
Baryt - $Ba[SO_4]$	mmm	(001)	vollkommen	m, 2
		(110)	geringer	2
		(010)	untergeordnet	m, 2
Anhydrit - $Ca[SO_4]$	mmm	(001)	vollkommen	m, 2
		(010)	etwas weniger	m, 2
		(100)	deutlich	m, 2
Pucherit - $BiVO_4$	mmm	(001)	vollkommen	m, 2
Krokoit - $Pb[CrO_4]$	2/m	(110)	zieml. vollkommen	i
Monazit - $Ce[PO_4]$	2/m	(001)	vollkommen	2
		(100)	etwas weniger	2
Ferberit - $Fe[WO_4]$	2/m	(010)	vollkommen	m
Kermesit - Sb_2S_2O	$\bar{1}$	(100)	gut	i
Atacamit - $Cu_2Cl(OH)_3$	mmm	(010)	vollkommen	m, 2
Cubanit - $CuFe_2S_3$	mmm	(001)	wechselnd deutl.	m, 2
		(110)	wechselnd deutl.	2
Sternbergit - $AgFe_2S_3$	mmm	(001)	vollkommen	m, 2
Spinell - $MgAl_2O_4$	m3m	(111)	unvollkommen	2
Hausmannit - $MnMn_2O_4$	4/mmm	(001)	vollkommen	m, 2
Olivin - $(Mg,Fe)_2[SiO_4]$	mmm	(010)	deutlich	m, 2
		(100)	unvollkommen	m, 2
		(110)	-	2
Triphylin †)	mmm	(001)	deutlich	m, 2

†) Formel siehe Nachtrag

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Spaltfläche	Güte	Parallel zu Symmetrieelement
Phenakit - $Be_2[SiO_4]$	$\bar{3}$	(0001)	wechselnd deutl.	i
		$(11\bar{2}0)$	wechselnd deutl.	i
Thenardit - Na_2SO_4	mmm	(001)	vollkommen	m, 2
Berthierit - $FeSb_2S_4$	mmm	|| c?	deutlich	m, 2
Galenobismutit - $PbBi_2S_4$	mmm	(110)	deutlich	2
Andalusit - $Al_2O[SiO_4]$	mmm	(110)	verschied.deutl.	2
		(001)	-	m, 2
Lanarkit - $Pb_2O[SO_4]$	2/m	(201)	vollkommen	2
Disthen - $Al_2O[SiO_4]$	$\bar{1}$	(100)	vollkommen	i
		(010)	deutlich	i
		(001)	schlecht	i
Niobit[†)]	mmm	(100)	deutlich	m, 2
Xanthokon - Ag_3AsS_3	2/m	|| b	-	2
Pyrostilpnit - Ag_3SbS_3	2/m	(010)	vollkommen	m
Kryolith - $Na_3[AlF_6]$	2/m	(001)	schlecht	2
		(110)	schlecht	i
		(101)	wohl nur Absond.	2
Bornit - Cu_5FeS_4	m3m	(100)	selten deutlich	m, 4
Livingstonit - $HgSb_4S_7$	$\bar{1}$	(010)	vollkommen	i
		(100)	vollkommen	i
		(001)	vollkommen	i
Orthoklas - $K[AlSi_3O_8]$	2/m	(001)	vollkommen	2
		(010)	weniger gut	m
		(110)	oft angedeutet	i
		(100)	gelegentl.Absond.	2
Mikroklin - $K[AlSi_3O_8]$ } Plagioklas[†)]	$\bar{1}$	(001)	vollkommen	i
		(010)	weniger gut	i
		$(1\bar{1}0)$	angedeutet	i
		(110)	noch undeutlicher	i
Braunit - Mn_7SiO_{12}	4/mmm	(111)	schlecht	i
Thortveitit[†)]	2/m	(110)	-	i
Armangit - $Mn_3[As_2O_6]$	$\bar{3}$m	(0001)	-	2
Kotoit - $Mg_3[BO_3]_2$	mmm	(110)	-	2
Polybasit[†)]	2/m	(001)	vollkommen	2
Rathit - $Pb_3As_4S_9$	2/m	(001)	gut	2

[†)] Formel siehe Machatschki

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Spaltfläche	Güte	Parallel zu Symmetrieelement
Jamesonit†)	2/m	(001)	-	2
		(010)	-	m
Staurolith†)	mmm	(010)	deutlich	m, 2
Bournonit - $PbCuSbS_3$	mmm	(010)	selten deutlich	m, 2
Aikinit - $PbCuBiS_3$	mmm?	(010)	-	m, 2
Salesit - $Cu(OH)[JO_3]$	mmm	(110)	-	2
Schultenit - $PbAsO_3OH$	2/m?	(010)	-	m
Bandylith - $CuCl[B(OH)_4]$	4/mmm	(001)	-	m, 2
Beryllonit - $NaBe[PO_4]$	2/m	(001)	sehr vollkommen	2
Hambergit - $Be_2(OH)[BO_3]$	mmm	(010)	vollkommen	m, 2
Libethenit - $Cu_2(OH)[PO_4]$	mmm	(011)	vollkommen	2
Wagnerit - $Mg_2F[PO_4]$	2/m	(010)	unvollkommen	m
		(100)	unvollkommen	2
Dolomit - $CaMg[CO_3]_2$	$\bar{3}$	(10$\bar{1}$1)	vollkommen	i
Barytocalcit - $BaCa[CO_3]_2$	2/m	(110)	vollkommen	i
Petalit - $LiAlSi_4O_{10}$	2/m	(001)	vollkommen	2
		(010)	weniger gut	m
Malachit - $Cu_2(OH)_2[CO_3]$	2/m	(001)	gut	2
Topas - $Al_2(OH,F)_2[SiO_4]$	mmm	(001)	vollkommen	m, 2
Barylith - $BaBe_2[Si_2O_7]$	mmm	(100)	-	m, 2
		(001)	-	m, 2
Glauberit - $CaNa_2[SO_4]_2$	2/m	(001)	vollkommen	2
Norbergit†)	mmm	(001)	vollkommen	m, 2
		(120)	unvollkommen	2
Klinoklas†)	2/m	(001)	sehr vollkommen	2
Apatit†)	6/m	(0001)	wechselnd deutl.	m
		(10$\bar{1}$0)	wechselnd deutl.	6
Brochantit†)	2/m	(100)	vollkommen	2
Skapolithe†)	4/m	(100)	vollkommen	4
		(110)	schlechter	4
Azurit - $Cu_3(OH)_2[CO_3]_2$	2/m	(100)	ziemlich vollk.	2
Chondrodit†)	2/m	(001)	deutlich	2
Granat - $R_3R_2[SiO_4]_3$	m3m	(110)	sehr unvollkommen	m, 4
Adelit - $CaMg(OH)[AsO_4]$	mmm	(110)	-	2
Tilasit - $CaMgF[AsO_4]$	2/m	($\bar{1}$01)	vollkommen	2
		prism.	ziemlich vollk.	i

†) Formel siehe Machatschki

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Spaltfläche	Güte	Parallel zu Symmetrieelement
Titanit - $CaTiO[SiO_4]$	2/m	(110)	deutlich	i
		(111)	zuweilen deutl.	i
Euklas - $AlBe(OH)[SiO_4]$	2/m	(010)	sehr vollkommen	m
Amblygonit †)	$\bar{1}$	(001)	in versch. Grad	i
		(100)	in versch. Grad	i
		$(1\bar{1}0)$	-	i
		$(0\bar{2}1)$	-	i
Linarit - $PbCu(OH)_2[SO_4]$	2/m	(100)	vollkommen	2
Wöhlerit †)	2/m	(100)	-	2
		(010)	unvollkommen	m
Eudialyt †)	$\bar{3}m$	(0001)	undeutlich	2
Lazulith †)	2/m	(001)	-	2
Leadhillit †)	2/m	(001)	vollkommen	2
Brazilianit †)	2/m	(010)	vollkommen	m
Alunit - $KAl_3(OH)_6[SO_4]_2$	$\bar{3}m$	(0001)	vollkommen	2
Ilvait †)	mmm	(010)	deutlich	m, 2
		(001)	weniger deutlich	m, 2
		(100)	weniger deutlich	m, 2
Caledonit †)	mmm	(001)	deutlich	m, 2
Axinit †)	$\bar{1}$?	(010)	ziemlich deutl.	i?
Dioptas †)	$\bar{3}$	$(10\bar{1}1)$	vollkommen	i
Strengit - $Fe[PO_4]2H_2O$	mmm	(001)	vollkommen	m, 2
		(120)	unvollkommen	2
Phosphosiderit †)	2/m	(010)	vollkommen	m
Eisenvitriol †)	2/m	(001)	vollkommen	2
		(110)	weniger deutlich	i
Chalkanthit †)	$\bar{1}$	$(1\bar{1}0)$	unvollkommen	i
		(110)	unvollkommen	i
Chabasit †)	$\bar{3}m$	$(10\bar{1}1)$	zuweilen deutl.	2
Heulandit †)	2/m	(010)	sehr vollkommen	m
Hopeit - $Zn_3[PO_4]_24H_2O$	mmm	(100)	vollkommen	m, 2
		(010)	gut	m, 2
Vivianit - $Fe_3[PO_4]_28H_2O$	2/m	(010)	gipsähnl. vollk.	m
Ludlamit †)	2/m	(001)	vollkommen	2
		(100)	deutlich	2

†) Formel siehe Machatschki

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Spalt-fläche	Güte	Parallel zu Symmetrie-element
Symplessit†)	$\bar{1}$	(010)	sehr vollkommen	i
Kernit - $Na_2[B_4O_7]4H_2O$	2/m	(001)	vollkommen	2
		(100)	vollkommen	2
Borax - $Na_2[B_4O_7]10H_2O$	2/m	(100)	deutlich	2
		(110)	-	i
Colemanit†)	2/m	(010)	vollkommen	m
		(001)	deutlich	2
Harmotom†)	2/m	(010)	eben wahrnehmbar	m
		(001)	eben wahrnehmbar	2
Römerit†)	$\bar{1}$	(001)	vollkommen	i
Schönit - $K_2Mg[SO_4]_26H_2O$	2/m	($\bar{2}$01)?	-	2
Kröhnkit†)	2/m	(001)	vollkommen	2
Syngenit - $K_2Ca[SO_4]_2H_2O$	2/m	(100)	-	2
		(110)	-	i
Walpurgin†)	$\bar{1}$	(010)	ziemlich deutl.	i
Trona - $Na_3[C_2O_6H]2H_2O$	2/m	(100)	sehr vollkommen	2
Katapleit†)	6/mmm	(110)	-	m, 6
		(010)	-	m, 6
Wavellit†)	mmm	(110)	-	2
Beryll†)	6/mmm	(0001)	deutlich	m, 2
Cordierit†)	mmm	(010)	wenig deutlich	m, 2
		(001)	Absonderung	m, 2
Kainit - $KMgCl[SO_4]3H_2O$	2/m	(100)	vollkommen	2
Tirolit†)	mmm	(001)	sehr vollkommen	m, 2
Chalkophyllit†)	$\bar{3}$m	(0001)	sehr vollkommen	2

b) Strukturen ohne Inversionszentrum

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Spalt-fläche	Güte	Parallel zu Symmetrie-element
Zinkblende - ZnS	$\bar{4}$3m	(110)	vollkommen	m, $\bar{4}$
Wurtzit - ZnS	6mm	(0001)	vollkommen	polar
		(10$\bar{1}$0)	zuweilen deutlich	m, 6
Millerit - NiS	3m	(10$\bar{1}$1)	vollkommen	polar
		(01$\bar{1}$2)	vollkommen	polar

†) Formel siehe Machatschki

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Spaltfläche	Güte	Parallel zu Symmetrieelement
(Tief-) Quarz - SiO_2	32	$(10\bar{1}1)$	nur selten deutl.	2
Krennerit - $(Au,Ag)Te_2$	mm	(010)	-	m, 2
Ullmannit - $Ni[SbS]$	23	(100)	ziemlich vollk.	2
Kupferkies - $CuFeS_2$	$\bar{4}2m$	(111)	selten wahrnehmb.	polar
		(201)	selten wahrnehmb.	2
		(110)	sehr undeutlich	m, $\bar{4}$
Nephelin - $(Na,K)\,AlSiO_4$	6	$(10\bar{1}0)$	unvollkommen	6
		(0001)	unvollkommen	polar
Proustit - Ag_3AsS_3	3m	$(10\bar{1}1)$	deutlich	polar
Pyrargyrit - Ag_3SbS_3	3m	$(01\bar{1}2)$	unvollkommen	polar
Sulvanit - Cu_3VS_4	$\bar{4}3m$	(100)	-	$\bar{4}$
Enargit - Cu_3SbS_4	mm	(110)	vollkommen	2
		(100)	deutlich	m, 2
		(010)	deutlich	m, 2
Stephanit - Ag_5SbS_4	mm	(010)	undeutlich	m, 2
Gratonit - $Pb_9As_4S_{15}$	3m	$(10\bar{1}1)$	-	polar
Bastnäsit†)	$\bar{6}m2$	(0001)	-	m, 2
Aikinit - $PbCuBiS_3$	mm?	(010)	-	m, 2
Schultenit - $Pb[AsO_3OH]$	m?	(010)	-	m
Zinnkies - Cu_2FeSnS_4	$\bar{4}2m$	(110)	sehr undeutlich	m, $\bar{4}$
Swedenborgit†)	6mm	(0001)	-	polar
Phosgenit - $Pb_2Cl_2[CO_3]$	422?	(110)	vollkommen	4
		(001)	vollkommen	2
Melilithe†)	$\bar{4}2m$	(001)	deutlich	2
		(100)	gelegentlich	$\bar{4}$
Sodalith†)	$\bar{4}3m$	(110)	ziemlich vollk.	m, $\bar{4}$
Helvin†)	$\bar{4}3m$	(111)	wenig	polar
Cancrinit†)	6	$(10\bar{1}0)$	vollkommen	6
Zunyit†)	$\bar{4}3m$	(111)	-	polar
Bittersalz - $Mg[SO_4]7H_2O$	222	(010)	vollkommen	2
Edingtonit†)	$\bar{4}2m$?	(110)	-	m, $\bar{4}$
Natrolith†)	mm	(110)	ziemlich vollk.	2
Laumontit†)	2?	(010)	vollkommen	polar
		(110)	vollkommen	polar
Thomsonit†)	mm	(010)	vollkommen	m, 2
		(100)	deutlich	m, 2

†) Formel siehe Machatschki

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Spalt-fläche	Güte	Parallel zu Symmetrie-element
Struvit[†]	mm	(001)	vollkommen	polar
		(010)	deutlich	m, 2
Afwillit[†]	m	(001)	-	polar
Hemimorphit[†]	mm	(110)	vollkommen	2
		(101)	etwas weniger	polar
Childrenit[†]	mm	(100)	unvollkommen	m, 2
Lawsonit[†]	222	(010)	vollkommen	2
		(100)	vollkommen	2
Pharmakosiderit[†]	$\bar{4}3m$	(100)	unvollkommen	$\bar{4}$
Klinoedrit[†]	m?	(010)	vollkommen	m

c) Strukturen mit unbekannter Symmetrieklasse

Mineralname und -formel	Krist. system	Spalt-fläche	Güte
Montroydit - HgO	rhomb.	(010)	vollkommen
(Tief-)Tridymit - SiO_2	hex.	(0001)	sehr schlecht
		$(10\bar{1}0)$	sehr schlecht
Lautit - CuAsS	rhomb.	(001)	vollkommen
Larnit - $Ca_2[SiO_4]$	mon.	(100)	vollkommen
Dufrenoysit - $Pb_2As_2S_5$	mon.	(010)	vollkommen
Barysilit - $Pb_3[Si_2O_7]$	rhdr.	(0001)	deutlich
Plagionit - $Pb_5Sb_8S_{17}$	mon.	(112)	deutlich
Spurrit[†]	mon.	(100)	-
		(001)	-
Nagyagit[†]	rhomb.	(010)	ausgezeichnet
Hydrocerussit[†]	hex.	(0001)	vollkommen
Cuspidin[†]	mon.	(001)	-
		(110)	-
Franckeit[†]	mon.	(001)	vollkommen
Arsenoklasit[†]	rhomb.	(010)	-
Hydrozinkit[†]	mon.	(100)	vollkommen
Homilit[†]	mon.	(001)	-
Kornerupin[†]	rhomb.	(110)	-
Glaubersalz[†]	mon.	(100)	vollkommen

[†] Formel siehe Machatschki

Mineralname und -formel	Krist. system	Spalt-fläche	Güte
Desmin[†)]	mon.	(010)	vollkommen
Gaylussit[†)]	mon.	(110)	vollkommen
Fauyasit[†)]	kub.	(111)	-
Amarantit[†)]	trkl.	(010)	-
Brugnatellit[†)]	hex.	?	glimmerartig
Polyhalit[†)]	trkl.	(100)	vollkommen
Uranophan[†)]	rhomb.	(100)	-
Hydrotalkit[†)]	rhdr.	(0001)	ausgezeichnet

[†)] Formel siehe Machatschki

Tabelle 2

Mikrospaltbarkeiten

(Jede Bruchfläche liegt in der Bruchzone, die in derselben Zeile angegeben ist. Die Buchstaben hinter den Zonen- und Flächensymbolen bedeuten:

v: Bruchzone ist vollständig entwickelt

s: Bruchzone ist nur in einzelnen Abschnitten entwickelt

p: Bruchfläche ist als deutlicher Pol ausgebildet

x: Bruchfläche liegt im Schnitt von mindestens zwei Bruchzonen; diese sind mit Ausnahme der in der 3. Spalte genannten hinter dem Symbol x aufgeführt)

a) nach WOLFF und BRODER (1960)

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Mikro-spaltzone	Parallel zu Symmetrie-element	Mikrospaltfläche	Parallel zu Symmetrie-element
Diamant - C	m3m	[110]s	2, i	(111)px	2, i
Arsenolith - As_4O_6	m3m	[110]s	2, i	(111)px	2, i
Senarmontit - Sb_4O_6	m3m	[110]s	2, i	(111)px	2, i
Silizium - Si	m3m	[110]s	2, i	(111) x	2, i
Germanium - Ge	m3m	[110]s	2, i	(111) x	2, i
Graues Zinn - α-Sn	m3m	[110]s	2, i	(111) x	2, i
		[110]s		(100) x	m, 4, i
GaSb	$\bar{4}3m$	[110]s	polar	(111)px	polar
		[110]s		(110)p	m, $\bar{4}$
Zinkblende - ZnS	$\bar{4}3m$	-		(110)p	m, $\bar{4}$

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Mikro-spaltzone	Parallel zu Symmetrie-element	Mikrospaltfläche	Parallel zu Symmetrie-element
Tiemannit - HgSe	$\bar{4}3m$	[100]v	$\bar{4}$	(100)px	$\bar{4}$
		[100]v		(110)p	m, $\bar{4}$
		-		(111)p	polar
Coloradoit - HgTe	$\bar{4}3m$	[100]v	$\bar{4}$	(100)px	$\bar{4}$
		[100]v		(110)p	m, $\bar{4}$
Cuprit - Cu_2O	m3m	[110]s	2, i	(111)px	2, i
		-		(100)p	m, 4, i
Fluorit - CaF_2	m3m	[110]s	2, i	(111)px	2, i
$AuGa_2$	m3m	[100]v	4, i	(100) x	m, 4, i
		[110]s	2, i	(111) x	2, i
		[110]s		(110) $x_{[100]}$	m, 4, i
Steinsalz - NaCl	m3m	[100]v	4, i	(100)px	m, 4, i
		[100]v		(110)p	m, 4, i
Bleiglanz - PbS	m3m	-		(100)p	m, 4, i
$NaClO_3$	23	[100]v	2	(100)px	2
		[100]v		(110)p	2
		-		(111)p	polar
Hauerit - MnS_2	m3	[100]v	2, i	(100)px	2, i
		-		(111)p	i
Pyrit - FeS_2	m3	[100]v	2, i	(100)px	m, 2, i
		[100]v		(120)p	
		[110]v	i	(111)px	i
		[110]v		(110)$px_{[100]}$	2, i

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Mikro-spaltzone	Parallel zu Symmetrie-element	Mikrospaltfläche	Parallel zu Symmetrie-element
Cobaltin - CoAsS	23	[100]v	2	(100)px	
Ullmannit - NiSbS	23	[100]s	2	(100) x	
$Pb[NO_3]_2$	m3	[110]v	i	(111)px	
		[100]s	2, i	(100)px[110]	m
Nitrobaryt - $Ba[NO_3]_2$	m3	[110]s	i	(111)px	
		[100]s	2, i	(100)px[110]	m
		-		(110)p	
Magnetit - Fe_3O_4	m3m	-		(111)p	2, i
		-		(100)p	m, 4, i
Spinell - $MgAl_2O_4$	m3m	[110]s	2, i	(100)px	m, 4
		-		(111)p	2, i
Quarz - SiO_2	32	-		(10$\bar{1}$0)p	2
		-		(10$\bar{1}$1)p	2
Berlinit - $AlPO_4$	32	[010]s	2	(10$\bar{1}$2)p	
Korund - Al_2O_3	$\bar{3}$m	[$\bar{1}$11]s	i	(10$\bar{1}$1)px	2
		-		(0001)p	2, i
Hämatit - Fe_2O_3	$\bar{3}$m	[$\bar{1}$11]s	i		
		[010]s	2, i	(10$\bar{1}$1)px[111]	
		-		(0001)p	2, i
Cr_2O_3	$\bar{3}$m	[010]v	2, i	(0001) x	2, i
		[$\bar{1}$11]s	i	(10$\bar{1}$1)px[010]	2, i

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Mikro-spaltzone	Parallel zu Symmetrie-element	Mikrospaltfläche	Parallel zu Symmetrie-element
Tellur - Te	32	[001]v	polar	$(10\bar{1}0)$p	2
		-		(0001)p	2
Wurtzit - ZnS	6mm	[001]v	6	$(10\bar{1}0)$p	m, 6
		-		(0001)p	polar
Greenockit - CdS	6mm	[001]v	6	$(11\bar{2}0)$p	m, 6
		[010]v	polar	(0001)px	polar
		[010]v		$(10\bar{1}0)$px$_{[001]}$	m, 6
Moissanit - SiC	6mm	[010]s	polar	(0001)px	polar
Calcit - $CaCO_3$	$\bar{3}$m	[010]s	2, i	$(10\bar{1}1)$p	2, i
		-		$(01\bar{1}2)$p	2, i
Magnesit - $MgCO_3$	$\bar{3}$m	$[\bar{1}11]$v	i	$(10\bar{1}1)$px	2, i
Siderit - $FeCO_3$	$\bar{3}$m	$[\bar{1}11]$v	i	$(10\bar{1}1)$px	2, i
Rhodochrosit - $MnCO_3$	$\bar{3}$m	-		$(10\bar{1}1)$p	2, i
Dolomit - $CaMg\ CO_3\ 2$	$\bar{3}$	-		$(10\bar{1}1)$p	i
Willemit - Zn_2SiO_4	$\bar{3}$	-		$(11\bar{2}0)$p	i
Phenakit - Be_2SiO_4	$\bar{3}$	-		$(11\bar{2}0)$p	i
Proustit - Ag_3AsS_3	3m	$[\bar{1}11]$s	polar	$(10\bar{1}1)$px	polar
		$[\bar{1}11]$s		$(01\bar{1}2)$p	polar
Zirkon - $ZrSiO_4$	4/mmm	[100]s	2, i	(100)p	m, 4
		[100]s		(101)p	

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Mikro-spaltzone	Parallel zu Symmetrie-element	Mikrospaltfläche	Parallel zu Symmetrie-element
KH_2PO_4	$\bar{4}2m$	[111]s	polar	(112)p	polar
		[100]s	2	(101)px$_{[111]}$	2
		[001]v	$\bar{4}$	(100)px$_{[100]}$	$\bar{4}$, 2
$NH_4H_2PO_4$	$\bar{4}2m$	[100]s	2	(101)p	2
		[100]s		(201)p	2
		[001]v	$\bar{4}$	(100)px$_{[100]}$	$\bar{4}$
Scheelit - $CaWO_4$	4/m	-		(112)p	polar
		110 s	i	(110)p	4, i
		110 s		(112)p	i
		-		(001)p	m, i
		-		(101)p	i
Wulfenit - $PbMoO_4$	4/m	100 s	i		
		111 s	i	(101)px$_{[100]}$	i
		110 v	i	(001)px	m, i
		110 v		(112)px$_{[111]}$	i
Hausmannit - Mn_3O_4	4/mmm	100 v	2, i	(101)p	2, i
		110 v	2, i	(112)p	2, i
		110 v		(001)px$_{[100]}$	m, 2, i
Rutil - TiO_2	4/mmm	-		(110)p	m, 4, i
		-		(100)p	m, 4, i
		-		(112)p	2, i

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Mikro-spaltzone	Parallel zu Symmetrie-element	Mikrospaltfläche	Parallel zu Symmetrie-element
Zinnstein - SnO_2	4/mmm	[001]v	4, i	(110)p	m, 4, i
		[001]v		(100)p	m, 4, i
		-		(101)p	2, i
Anatas - TiO_2	4/mmm	[100]v	2, i	(001) x	m, 2, i
		[111]s	i	(101)px[100]	2, i
Kupferkies - $CuFeS_2$	$\bar{4}2m$	[100]s	2		
		[111]v	polar	(101)px[100]	2
		[110]s	polar	(110)px[111]	m, $\bar{4}$
		[201]s	polar	(112)px[111],[110]	polar
		-		(001)p	$\bar{4}$, 2
Baryt - $BaSO_4$	mmm	[001]v	2, i	(010)p	m, 2, i
		[120]v	i	(001)px	m, 2, i
		[120]v		(210)px[001]	2, i
Coelestin - $SrSO_4$	mmm	-		(010)p	m, 2, i
		-		(001)p	m, 2, i
		-		(210)p	2, i
Anglesit - $PbSO_4$	mmm	[120]s	i	(210)p	2, i
		-		(001)p	m, 2, i
		-		(011)p	2, i
$KMnO_4$	mmm	[120]s	i	(210)p	2, i
		-		(001)p	m, 2, i
		-		(010)p	m, 2, i

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Mikro-spaltzone	Parallel zu Symmetrie-element	Mikrospaltfläche	Parallel zu Symmetrie-element
Anhydrit - $CaSO_4$	mmm	[001]v	2, i	(010)p	m, 2, i
		[001]v		(100)p	m, 2, i
		-		(001)p	m, 2, i
Antimonit - Sb_2S_3	mmm	[100]v	2, i		
		[101]v	i	(010)px[100]	m, 2, i
		-		(110)p	2, i
Bismuthin - Bi_2S_3	mmm	[001]v	2, i	(110)p	2, i
		[100]v	2, i	(010)px[001]	m, 2, i
Markasit - FeS_2	mmm	[010]s	2, i	(001)p	m, 2, i
		[111]s	i	(110)p	2, i
		[111]s		(101)px[010]	2, i
		[001]s	2, i		
		[101]s	i	(010)px[001]	m, 2, i
rhomb.Schwefel - S_8	mmm	-		(111)p	i
Chrysolit - $(Mg,Fe)_2SiO_4$	mmm	-		(100)p	m, 2, i
		-		(010)p	m, 2, i
Fayalit - Fe_2SiO_4	mmm	[100]v	2, i	(010)p	m, 2, i
		-		(100)p	m, 2, i
Tephroit - Mn_2SiO_4	mmm	-		(001)p	m, 2, i
		-		(010)p	m, 2, i
		-		(100)p	m, 2, i

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Mikro-spaltzone	Parallel zu Symmetrie-element	Mikrospaltfläche	Parallel zu Symmetrie-element
Chrysoberyll - $BeAl_2O_4$	mmm	[100]s	2, i	(021)p	2, i
		[010]s	2, i	(001)px[100]	m, 2, i
		-		(010)p	m, 2, i
Triphylin - $LiFePO_4$	mmm	[100]v	2, i	(010)p	m, 2, i
		[100]v		(011)p	2, i
		[100]v		(021)p	2, i
		-		(100)p	m, 2, i
Cerussit - $PbCO_3$	mmm	[100]s	2, i	(011)p	2, i
		[100]s		(010)p	m, 2, i
		-		(110)p	2, i
Enargit - Cu_3AsS_4	mm	[100]s	polar	(001)p	polar
		[111]s	polar	(011)px[100]	polar
		001 v	2	(110)px[111]	2
Krokoit - $PbCrO_4$	2/m	[100]s	i		
		[010]s	2, i	(001) x[100]	2, i
		[001]v	i	(110)p	i
		[001]v		(100)p	2, i
		[001]v		(010)p	m, i
Spodumen - $LiAl\ Si_2O_3$	2/m	[001]s	i	(110)p	i
		-		($\bar{1}$11)p	i

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Mikro-spaltzone	Parallel zu Symmetrie-element	Mikrospaltfläche	Parallel zu Symmetrie-element
Wollastonit - $CaSiO_3$	2/m	[010]v	2, i	(100)p	2, i
		[010]v		(001)p	2, i
		[010]v		$(\bar{1}02)$p	2, i
		[010]v		$(\bar{1}01)$p	2, i
Arsenopyrit - FeAsS	2/m	[001]v	i	(100)p	2, i
		[001]v		(210)p	i
		[101]v	i	(010)px[001]	m, i
		[010]s	2, i	(101)px[101]	2, i
Manganit - MnO(OH)	2/m	[100]s	i		
		[001]v	i	(110)p	i
		[001]v		(010)p	m, i

b) nach eigenen Untersuchungen

$NaBrO_3$	23	[100]v	2	(100)px	2
		[100]v		(110)p	2
		[100]v		(120)p	2
		-		(111)p	polar
Baryt - $BaSO_4$	mmm	[001]v	2, i	(010)p	m, 2, i
		[120]v	i	(001)px	m, i
		[120]v		(211)p	i
		[120]v		(210)px[001]	2, i

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Mikro-spaltzone	Parallel zu Symmetrie-element	Mikrospaltfläche	Parallel zu Symmetrie-element
Aragonit - $CaCO_3$	mmm	[100]v	2, i	(012)p	2, i
		[001]v	2, i	(100)p	m, 2, i
		[001]v		(110)p	2, i
		[001]v		(010)px[100]	m, 2, i
		-		(102)p	2, i
Kalisalpeter - KNO_3	mmm	-		(001)p	m, 2, i
		?		(102) x	2, i
		?		(011) x	2, i
Arcanit - K_2SO_4 (Kaliumsulfat)	mmm	[100]v	2, i	(001)px[110]	m, 2, i
		[001]v	2, i	(010)px[100]	m, 2, i
		[312]s	i	(130) x[001]	2, i
		[011]s	i	(111) x[312]	i
		[011]s		(100)px[001]	m, 2, i
		[110]s	i	(110)px[001]	2, i
		[111]s	i	(011)px[100]	2, i
		[201]s	i	(112) x[110], [111]	i
		[201]s		(102)p	2, i
Thenardit - Na_2SO_4	mmm	[101]v	i	(101)p	2, i
		[101]v		(111)p	i
		[001]v	2, i	(110)p	2, i
		[001]v		(010)px[101]	m, 2, i
		[301]s	i	(103)p	2, i
		[301]s		(113)	i

Mineralname und -formel	Krist. klasse	Mikro-spaltzone	Parallel zu Symmetrie-element	Mikrospaltfläche	Parallel zu Symmetrie-element
Thenardit (Fortsetzung)		$[01\bar{1}]$s	i		
		$[11\bar{2}]$s	i		
		$[1\bar{2}1]$s	i		
		$[2\bar{1}1]$s	i		

Lebenslauf

Am 23. August 1935 wurde ich als Sohn des Reichsbankangestellten Walter Zinnow und seiner Ehefrau Charlotte, geb. Beucke, in Berlin-Zehlendorf geboren.

Die Volksschule besuchte ich ab Herbst 1941 in Kleinmachnow, Kreis Teltow, 1944 in Wriezen an der Oder, 1945 in Günzburg/Donau. Ab November 1945 besuchte ich die Oberschule für Jungen in Günzburg und nach deren Umwandlung in das Gymnasium mit Oberrealschule im Frühjahr 1946 den humanistischen Zweig.

Die Reifeprüfung legte ich im Sommer 1953 ab. Anschließend arbeitete ich ein halbes Jahr bei der Firma Telefunken in Ulm/Donau, wo ich auch später einige Male während der Semesterferien beschäftigt war.

Im Sommersemester 1954 begann ich das Studium der Physik an der Eberhard-Karls-Universität Tübingen. Die Vorprüfung zur Diplomprüfung legte ich im Februar 1958 ab. Im Sommersemester 1959 begann ich meine Diplomarbeit "Eine Methode zur quantitativen Messung der Spaltbarkeiten eines Kristalls" unter Anleitung von Herrn Prof.Dr.W.v.Engelhardt im Mineralogisch-Petrographischen Institut. Im März 1963 legte ich die Diplomprüfung in Physik ab.

Danach begann ich in demselben Institut meine Dissertation über das Thema "Korrespondenz von ebenem Bruch und Symmetrie der Kristalle" unter Anleitung von Herrn Prof.Dr.W.v.Engelhardt. Die Arbeit wurde im Frühjahr 1968 abgeschlossen.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten

in Mineralogie: v.Engelhardt, Haussühl, Puchelt, Weiskirchner
in Physik: Braunbek, Krüger, Möllenstedt, Kossel
in Chemie: Rüdorff, Wittig
in Mathematik: Kamke, M.Müller, Pickert, Wielandt

BAMBERGER FOTODRUCK · RUDOLF RODENBUSCH
8600 BAMBERG - Markusplatz 22 - Tel.: 0951/6 27 94